

МАТЕРИАЛЫ СЕМИНАРА

9й Международный семинар по волоконным лазерам

НОВОСИБИРСК,
АКАДЕМГОРОДОК

2020

Russian Fiber Lasers

ИНСТИТУТ АВТОМАТИКИ И ЭЛЕКТРОМЕТРИИ СО РАН
НАУЧНЫЙ ЦЕНТР ВОЛОКОННОЙ ОПТИКИ РАН
НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНСТИТУТ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ СО РАН

9й Международный семинар по волоконным лазерам

МАТЕРИАЛЫ СЕМИНАРА

*20-24 сентября 2020 года
Академгородок, Новосибирск*

Russian Fiber Lasers

Программный комитет:

А.М. Шалагин, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск - почетный председатель
С.А. Бабин, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск – председатель;
С.К. Турицын, НГУ и университет Астона, Великобритания – зам. председателя;
С.М. Кобцев, НГУ, Новосибирск;
М.П. Федорук, НГУ, Новосибирск;
Д.В. Чуркин, НГУ, Новосибирск;
С. Вабниц, НГУ и университет Рима, Италия;
С.Л. Семенов, ИЦВО, Москва;
И.С. Шелемба, “Инверсия-Сенсор”, Пермь;
В.П. Корольков, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск;
С.И. Каблуков, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск;
И.А. Лобач, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск (молодежная конференция);
И.Р. Габитов, Сколтех и университет Аризоны, США (нанофотоника);
В.П. Драчев, Сколтех и университет Северного Техаса, США (нанофотоника)

Организационный комитет:

М.П. Федорук, НГУ, Новосибирск – председатель;
О.В. Штырина, НГУ, Новосибирск - зам. председателя;
И.А. Лобач, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск - зам. председателя;
Е.А. Трубицина, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск – секретарь;
С.Р. Абдуллина, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск;
А.В. Парыгин, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск;
А.Ю. Ткаченко, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск;
С.А. Бабин, ИАиЭ СО РАН и НГУ, Новосибирск;
А.В. Достовалов, ИАиЭ СО РАН и НГУ, Новосибирск;
Д.С. Харенко, ИАиЭ СО РАН и НГУ, Новосибирск;
И. Жданов, ИАиЭ СО РАН и НГУ, Новосибирск;
И.Д. Ватник, НГУ и ИАиЭ СО РАН, Новосибирск;
А.А. Редюк, ИВТ СО РАН, Новосибирск;
А.Е. Беднякова, НГУ и ИВТ СО РАН, Новосибирск

Спонсоры:



Семинар проведен при поддержке
РФФИ, проект 20-02-22015



Контактная информация секретаря:

E-mail: rfl20@iae.nsk.su
Internet: www.rfl20.iae.nsk.su
Телефон: 7 (383) 330 69 39

Программа

9-го Международного семинара по волоконным лазерам (в виртуальном формате)

20 сентября 2020 г.

Новосибирское время

14⁰⁰ Официальное открытие Семинара

С.А. Бабин (*председатель программного комитета*)

М.П. Федорук (*председатель оргкомитета*)

Специальная сессия по нанофотонике

Председатель: С.А. Бабин

14¹⁵ А.И. Маймистов¹, Е.И. Ляшко¹, Н.В. Быков² (¹*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,* ²*МГТУ им. Н.Э. Баумана*)

Поперечный угловой момент нелинейной волны на поверхности раздела топологического изолятора и метаматериала

14³⁵ А.К. Сарычев¹, А.В. Иванов² (¹*Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва*)

Генерация электромагнитных мод в сверхузкой нанощели, образованной серебряными поверхностями

14⁵⁵ L.L. Frumin, D.A. Shapiro (*Institute of Automation and Electrometry SB RAS, Novosibirsk*)

Sensitivity enhancement of plasmonic grating in near field

15¹⁵ A.A. Gelash¹, R.I. Mullyadzhyanov^{2,3}, L.L. Frumin¹ (¹*Institute of Automation and Electrometry SB RAS, Institute of Thermophysics SB RAS,* ³*Novosibirsk State University*)

Direct and inverse scattering transform algorithm for complex wave fields

15³⁵ А.С. Берёза^{1,2}, Д.А. Шапиро^{1,2} (¹*ИАиЭ СО РАН,* ²*Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск*)

Уточненное борновское приближение для рассеяния электромагнитной волны наночастицами

15⁵⁰ – 16⁰⁰ Перерыв

Председатель: Д.А. Шапиро

16⁰⁰ А.Д. Прямиков (ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, РХТУ им. Д.И. Менделеева, Москва)

Фазовые дислокации в полых микроструктурированных световодах

16²⁰ С.С. Федотов¹, Л.Н. Бутвина², А.Г. Охримчук^{1,2} (¹Российский Химико-Технологический Университет им. Д.И. Менделеева, ²ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, НЦВО им. Е.М. Дианова, Москва)

Пластическая деформация - природа прямой фемтосекундной лазерной записи волноводов в кристаллах YAG

16⁴⁰ Г.К. Алагашев¹, В.П. Смаев¹, А.А. Гулин², А.Г. Охримчук^{1,3} (¹РХТУ им. Д.И. Менделеева, ²ФИЦ химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, ³ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, НЦВО им. Е.М. Дианова, Москва)

Роль диффузии ионов в прямой фемтосекундной лазерной записи в теллуридных стеклах

17⁰⁰ В.В. Шелковников^{1,2}, Е.В. Васильев¹, Н.В. Васильева¹, С.В. Коротаев¹, И.Ю. Каргаполова¹, Н.А. Орлова¹ (¹Новосибирский институт органической химии СО РАН, ²Новосибирский государственный технический университет)

Полинг плёнок хромофор-полимер в поле коронного разряда при изменении температуры для создания наведенной оптической нелинейности хромофора

17²⁰ Е.Ф. Мартынович (Иркутский филиал ИЛФ СО РАН, Иркутск)

Нелинейные траектории интенсивности люминесценции единичных квантовых систем

21 сентября 2020 г.

Пленарная сессия

Председатель: С.А. Бабин

- 10⁰⁰** Pavel Sidorenko, Frank Wise (*Cornell University, USA*)
Ultrafast fiber amplifiers beyond the gain narrowing limit (**invited**)
- 11⁰⁰** Pu Zhou, Wenchang Lai, Wei Liu, Can Li, Rongtao Su, Hu Xiao, Jinyong Leng, Pengfei Ma (*NUDT, Changsha, China*)
High Power Narrow-Linewidth Fiber Lasers (**invited**)

Секция 1. Новые среды, схемы и режимы генерации волоконных лазеров

- 12⁰⁰** Chengbo Mou (*Shanghai university, China*)
Fiber Brewster gratings and their applications in ultrafast fiber lasers (**invited**)

12³⁰ - 14⁰⁰ Перерыв

Председатель: И.А. Лобач

- 14⁰⁰** P. Peterka¹, P. Koška¹, A.A. Jasim¹, M. Grábner¹, J. Aubrecht¹, M. Kamrádek^{1,2}, O. Podrazký¹, I. Bartoň¹, F. Todorov¹, Nithyanandan Kanagaraj^{1,3}, I. Kašík¹ and P. Honzátko¹ (¹*Institute of Photonics and Electronics of the Czech Academy of Sciences*, ²*Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering, Czech Technical University, Prague*; ³*Optoelectronic Research Centre, University of Southampton, UK*)
Novel geometries and layouts of double-clad fibers for fiber lasers (**invited**)
- 14³⁰** С.С. Алешкина, М.Е. Лихачев (*ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, НЦВО им. Е.М. Дианова, Москва*)
Yb-волоконные лазеры, излучающие в спектральном диапазоне около 0.98 мкм (**invited**)
- 15⁰⁰** С.М. Попов¹, О.В. Бутов², А.П. Базакуца², М.Ю. Вяткин¹, А.А. Фотиади^{3,4}, Ю.К. Чаморовский¹ (¹*Фрязинский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино*, ²*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва*, ³*Ульяновский Государственный университет, Ульяновск*, ⁴*University of Mons, Бельгия*)
Искусственные рэлеевские волокна и их применение в лазерах.
- 15²⁰** В.А. Камынин¹, А.Д. Зверев^{1,2}, С.А. Филатова¹, А.И. Трикшев¹, Ю.Г. Гладуш³, А.Г. Насибулин^{3,4}, В.Б. Цветков¹ (¹*ИОФ им. А.М. Прохорова РАН*, ²*МГУ им. М.В. Ломоносова*, ³*Сколковский институт науки и технологий, Москва*, ⁴*Университет Аалто, Финляндия*)
Гантелевидные волоконные лазеры ультракоротких импульсов двухмикронного спектрального диапазона.

- 15⁴⁰ С.А. Филатова¹, В.А. Камынин¹, В.В. Колташев², Б.И. Галаган¹,
С.Е. Сверчков¹, В.В. Дорофеев³, С.Е. Моторин³, В.Б. Цветков¹,
Б.И. Денкер¹ (¹ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, ²ИОФ им. А.М. Прохорова
РАН, НЦВО им. Е.М. Дианова, Москва, ³ИХВВ им. Г.Г. Девярых РАН, Н.
Новгород)

Усиление спектрально-ограниченного импульсного излучения на длине волны 2.27 мкм в Tm³⁺ теллуридном волокне.

16⁰⁰ – 16³⁰ Презентации компании АО «ЛЛС» (Санкт-Петербург):

В.Б. Ромашова:

1. Компоненты, измерительная аппаратура и устройства подготовки широкого спектра оптических волокон (Nyfors + Fujikura + Arden Photonics + Photonova + Dataray + Femtochrome)
2. Волоконный лазер мощностью 1 кВт и высоким качеством излучения совместного производства АО «ЛЛС» и ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ им. академика Е.И. Забабахина»

Председатель: В.А. Камынин

- 16³⁰ А.А. Сурин¹, И.В. Шебаршина², А.А. Мольков^{1,2}, К.Ю. Прусаков^{1,2} (¹НТО “ИРЭ-Полюс”, Фрязино; ²Московский Физико-Технический Институт (ГУ), Москва)

Одномодовая накачка мощного усилителя одномодового непрерывного узкополосного излучения на маломодовом активном иттербиевом волокне как метод повышения порога модовой нестабильности

- 16⁵⁰ Р.В. Дробышев, И.А. Лобач, С.И. Каблуков (*ИАиЭ СО РАН, Новосибирск*)
Характеризация динамических решеток инверсии населенности в иттербиевом волокне.

- 17¹⁰ Е.К. Каширина^{1,2}, И.А. Лобач¹, С.И. Каблуков¹ (¹ИАиЭ СО РАН, ²Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск)

Узкополосный линейно-поляризованный эрбиевый волоконный лазер с самосканированием длины волны вблизи 1.6 мкм.

- 17²⁵ А.Д. Владимирская^{1,2}, И.А. Лобач¹, С.И. Каблуков¹ (¹ИАиЭ СО РАН, ²Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск)

Линейно-поляризованный гольмиевый волоконный лазер с самосканированием длины волны вблизи 2,09 мкм.

- 17⁴⁰ А.А. Сурин¹, Н.В. Коваленко^{1,2} (¹НТО “ИРЭ-Полюс”, Фрязино; ²Московский Физико-Технический Институт (ГУ), Москва)

Эффект насыщения выходной мощности волоконных Er-Yb лазеров

- 18⁰⁰** А.А. Рыбалтовский¹, Д.С. Липатов², М.Е. Белкин³, О.В. Бутов¹
(¹Институт Радиотехники и Электроники им. В.А. Котельникова РАН,
²Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девярых РАН,
Н.Новгород, ³МИРЭА – Российский технологический университет,
Москва)

Одночастотный волоконный лазер с коротким резонатором, изготовленный на основе фоточувствительного Er/Yb фосфоросиликатного световода.

- 18²⁰** М.И. Скворцов¹, А.А. Вольф¹, А.А. Власов¹, К.В. Проскурина¹,
А.В. Достовалов¹, О.Н. Егорова², Б.И. Галаган², С.Е. Сверчков²,
Б.И. Денкер², С.Л. Семенов³, С.А. Бабин¹ (¹ИАиЭ СО РАН, Новосибирск,
²ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, ³ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, НЦВО
им. Е.М. Дианова, Москва)

5-мм лазер с распределенной обратной связью на основе композитного Er³⁺ волоконного световода

22 сентября 2020 г.

Секция 2. Импульсные волоконные и гибридные лазеры, мощные и сверхкороткие импульсы

Председатель: Д.С. Харенко

11⁰⁰ Б.Н. Нюшков^{1,2}, А.В. Иваненко¹, С.В. Смирнов¹, С.М. Кобцев¹
(¹Новосибирский государственный университет; ²Новосибирский государственный технический университет)

Гибридный волоконно-полупроводниковый лазер с электрооптическим ответвителем для генерации импульсов произвольной формы.

11¹⁵ Б.Н. Нюшков^{1,2}, С.В. Смирнов¹, А.В. Иваненко¹, А.Ю. Кутищева²,
И.И. Корель², С.М. Кобцев¹ (¹Новосибирский государственный университет, ²Новосибирский государственный технический университет)

Эффект укорочения импульсов в активной среде Yb волоконных лазеров с синхронной модуляцией накачки.

11³⁰ Н.А. Коляда¹, В.С. Пивцов^{1,2}, А.С. Дычков¹, С.А. Фарносов¹,
С.А. Кузнецов¹, А.А. Филонов¹, Д.Ю. Примаков¹ (¹ИЛФ СО РАН, Новосибирск, ²Новосибирский государственный технический университет)

Стабилизация волоконного фемтосекундного синтезатора частот по оптическому стандарту частоты на основе одиночного иона иттербия

11⁵⁰ В.А. Бурдин (*Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Самара*)

Моделирование распространения ультракороткого импульса большой мощности в двулучепреломляющем одномодовом оптическом волокне

12¹⁰ А.Д. Зверев^{1,2}, В.А. Камынин², С.А. Филатова²,
Ю.Г. Гладуш³, А.Г. Насибулин^{3,4}, Б.И. Денкер², Б.И. Галаган²,
С.Е. Сверчков², В.Б. Цветков², С.Л. Семёнов⁵ (¹МГУ им. М.В. Ломоносова, ²ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, ³Сколковский институт науки и технологий, Москва, ⁴Университет Аалто, Финляндия; ⁵ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, НЦВО им. Е.М. Дианова, Москва)

Эрбиевый волоконный лазер с пассивной синхронизацией мод и частотой повторения импульсов 150 МГц

12²⁵ И.А. Волков¹, В.А. Камынин², С.Н. Ушаков^{1,2}, К.Н. Нищев¹, В.Б. Цветков²
(¹Национальный исследовательский Мордовский государственный университет, Саранск, ²ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва)

Формирование волновых пакетов с большой энергией импульсов при генерации случайных импульсов в волоконных лазерах

- 12⁴⁰** А.Ж. Сахабутдинов¹, В.И. Анфиногентов¹, О.Г. Морозов¹, В.А. Бурдин², А.В. Бурдин² (¹Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ, Казань, ²Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Самара)

Численное интегрирование системы связанных нелинейных уравнений Шредингера.

13⁰⁰ – 14⁰⁰ перерыв

Председатель: А.В. Иваненко

- 14⁰⁰** I. Kudelin¹, S. Sugavanam, M. Chernysheva² (¹Aston Institute of Photonic Technologies, Aston University, UK, ²Leibniz Institute of Photonic Technology, Jena, Germany)

Real-time pulse dynamics in bidirectional mode-locked fibre lasers (**invited**)

- 14³⁰** F. Sanchez¹, M. Kemel¹, A. Nady^{1,2}, G. Semaan¹, M. Salhi¹ and A. Komarov³ (¹Laboratoire de Photonique d'Angers, Faculté des Sciences, Angers; ²Department of Physics, Faculty of Sciences, Beni-Suef University, Egypt; ³Institute of Automation and Electrometry, SB RAS, Novosibirsk)

On the coherence of dissipative soliton resonance square pulses (**invited**)

- 15⁰⁰** А.М. Смирнов^{1,2}, О.В. Бутов¹ (¹ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ²Московский государственный университет, Москва)

Особенности пассивной синхронизации мод в волоконном высоколегированном иттербиевом лазере

- 15²⁰** И.В. Жлуктова, В.А. Камынин, Н.Р. Арутюнян, А.С. Пожаров, А.И. Трикшев, С.А. Филатова, Е.Д. Образцова, В.Б. Цветков (Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН)

Источник субпикосекундных импульсов видимого спектрального диапазона на основе иттербиевого волоконного лазера с гибридной синхронизацией мод

- 15⁴⁰** И.О. Золотовский, Д.А. Коробко, В.А. Лапин, П.П. Миронов, Д.И. Семенцов, М.С. Явтушенко, Д.Г. Санников (Ульяновский государственный университет, Ульяновск)

Генерация сверхимпульсов в условиях модуляционной неустойчивости

15⁵⁵ – 16⁰⁰ Перерыв

Секция 3. Нелинейное преобразование излучения ВЛ: ВКР, ВРМБ, параметрическая генерация, генерация гармоник, генерация ТГц излучения

Председатель: С.А. Бабин

- 16⁰⁰** Y. Feng (*Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, CAS, Shanghai, China*)
Wavelength-agile fiber amplifiers for quantum technology (**invited**)
- 16³⁰** A.A. Fotiadi^{1,2,3}, V.V. Spirin⁴, J.L. Bueno-Escobedo⁴, P. Mégret², D.A. Korobko¹, I.O. Zolotovskii¹ (*¹Ulyanovsk State University, Russia, ²University of Mons, Belgium, ³Ioffe Physico-Technical Institute of the RAS, St. Petersburg, Russia; ⁴Scientific Research and Advanced Studies Center of Ensenada (CICESE), México*)
Stabilizing Brillouin Fiber Lasers (**invited**)
- 17⁰⁰** V.L. Kalashnikov¹, S. Wabnitz^{1,2} (*¹Sapienza university of Rome, Italy, ²Novosibirsk State University, Russia*)
Spatiotemporal Mode-Locking in a Fiber Laser (**invited**)
- 17³⁰** Д.С. Харенко¹, И.С. Жданов^{1,2}, М.С. Мишевский², А.Е. Беднякова^{2,3} (*¹ИИиЭ СО РАН, ²Новосибирский Государственный Университет, ³ИБТ СО РАН, Новосибирск*)
Усиление рамановских диссипативных солитонов в фосфоросиликатных оптических волокнах
- 17⁴⁵** И.О. Золотовский, А.С. Кадочкин, В.А. Лапин, Д.Г. Санников, М.С. Явтушенко (*Ульяновский государственный университет, Ульяновск*)
Усиление частотно-модулированных волновых пакетов в среде с бегущей волной показателя преломления
- 18⁰⁵** Ю.А. Мажирина¹, Л.А. Мельников¹, А.А. Сысолятин² (*¹Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина, Саратов, ²ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва*)
Модуляционная неустойчивость и параметрическое усиление в световодах с изменяющейся по длине дисперсией
- 18²⁰ – 19⁰⁰** Презентации компании АО «ЛЛС» (Санкт-Петербург)
И. Тарасов:
1. Оптические компоненты для работы в лаборатории. Лазерные кристаллы.
2. Высокоточная механика с нанометровым разрешением для нестандартных применений (отрицательные температуры, вакуум).
3. Оптомеханика для работы с оптоволокном
4. Образовательные наборы, Фотоника

Стендовая секция

Председатель: С.Р. Абдуллина

19⁰⁰ – 20¹⁰ Анонсы стендовых докладов (3 минуты на доклад)

C1. В.А. Симонов, В.С. Терентьев (¹*ИАиЭ СО РАН, Новосибирск*)

Модовый интерферометр Маха-Цандера на основе утоньшенного волокна для измерения показателя преломления жидкости

C2. А.И. Трикшев, В.А. Камынин, В.Б. Цветков, В.В. Букин, Т.В. Долматов, Б.Д. Овчаренко (*ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва*)

Гибридный источник наносекундных импульсов произвольной формы с энергией до 50 мДж

C3. О.В. Штырина., И.А. Яруткина, А.С. Скидин, М.П. Федорук (¹*Новосибирский государственный университет*)

Теоретический анализ периодического усиления сигнала в волоконных лазерах

C4. А.С. Скидин¹, О.С. Сидельников, М.П. Федорук(¹*Новосибирский государственный университет*)

Теоретический анализ качества передачи сигнала в волоконно-оптических линиях связи

C5. Е.С. Зайцева¹, А.В. Бурдин^{1,2,3}, В.А. Бурдин¹ (¹*Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Самара*, ²*АО "Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова", С.-Петербург*; ³*ООО «ЛинкИн Тех»*)

Применение принципов ММО для обнаружения неотражающих событий на рефлектограммах оптических волокон кабельных линий

C6. А.В. Иваненко¹, Б.Н. Нюшков^{1,2}, С.В. Смирнов¹, Д.Б. Луценко¹, М.Г. Дятлов¹, С.М. Кобцев¹ (¹*Новосибирский государственный университет*, ²*Новосибирский*

государственный технический университет, Новосибирск)

Управление длительностью суб-импульсной структуры двухмасштабных импульсов

C7. К.В. Серебренников¹, И.В. Петенев, А.Ю. Кохановский (*Новосибирский государственный университет, Новосибирск*)

Исследование температурного влияния на режим синхронизации мод волоконного резонатора методом дисперсионного Фурье преобразования

C8. И.А. Лобач, С.И. Каблуков, Е.В. Подивилов (*ИАиЭ СО РАН, Новосибирск*)

Аналитическая модель генерации волоконного лазера в режиме одночастотного самосканирования

C9. А.М. Воликова, Н.Н. Смолянинов, И.А. Лобач, С.И. Каблуков (*ИАиЭ СО РАН, Новосибирск*)

Дальномер на основе иттербиевого волоконного лазера с самосканированием длины волны

C10. А.Е. Бударных, И.А. Лобач, С.И. Каблуков (*ИАиЭ СО РАН, Новосибирск*)

Режимы самосканирования в тулиевом волоконном самосканирующем лазере

C11. А.А. Антропов, В.Д. Ефремов, Е.А. Евменова, Д.С. Харенко (*Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск*)

Моделирование волоконного оптического параметрического генератора для КАРС

C12. И.О. Золотовский¹, Р.В. Гуменюк^{1,2}, П.А. Итрин¹, Д.А. Коробко¹, М.А. Одноблюдов³, А.Б. Петров^{3,4}, В.А. Рибенек¹, Д.А. Столяров¹ (¹*Ульяновский государственный университет, Ульяновск*, ²*Университет Тампере, Финляндия*, ³*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого*, ⁴*Национальный исследовательский университет ИТМО, Санкт-Петербург*)

Кольцевой волоконный лазер с гибридной гармонической синхронизацией мод и частотой следования импульсов до 12 ГГц

C13. И.С. Чеховской^{1,2}, О.В. Штырина^{1,2}, М.П. Федорук^{1,2} (¹*НГУ, Новосибирск*, ²*ФИЦ информационных и вычислительных технологий, Новосибирск*)

Нелинейное сложение оптических импульсов с помощью скрученных многосердцевинных световодов

C14. Е.В. Седов¹, И.С. Чеховской^{1,2} (¹*НГУ, Новосибирск*, ²*ФИЦ информационных и вычислительных технологий РАН, Новосибирск*)

Применение нейронных сетей для нахождения дискретного спектра прямой задачи Захарова-Шабата

C15. В.Д. Ефремов, А.А. Антропов, Д.С. Харенко (*ИАиЭ СО РАН, Новосибирск*)

Подавление пьедестала сверхкоротких импульсов при помощи нелинейного усиливающего петлевого зеркала

C16. Д.В. Кудашкин, И.Д. Ватник, Д.В. Чуркин (*НГУ, Новосибирск*)

Динамика мод шепчущей галереи на поверхности оптического волокна вблизи его торца

C17. В.С. Терентьев¹, А.В. Достовалов¹, А.Н. Серьезнов², А.Б. Кузнецов², В.А. Симонов¹, А.А. Вольф¹, М.И. Скворцов¹, С.А. Бабин¹ (*ИАиЭ СО РАН*, ²*Сибирский научно-исследовательский институт авиации имени С.А. Чаплыгина, Новосибирск*)

Регистрация сигналов акустической эмиссии в композитных материалах волоконно-оптическими датчиками на основе ФС-лазерной записи

C18. С.Л. Микерин, В.Д. Угожаев (*ИАиЭ СО РАН, Новосибирск*)

Двухлучевой интерферометр на основе кварцевого светоделительного блока с неподвижным фотоприемником и имитацией вращательной перестройки

C19. М.В. Понарина, А.Г. Охримчук, П.А. Образцов (*ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва*)

Переключение между одно- и двухволновой генерацией в волноводном Nd:YAG лазере с пассивной синхронизацией мод

C20. Д.Е. Прапорщиков¹, К.А. Волков¹, А.В. Бурдин¹, В.А. Бурдин¹
(*¹Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Самара*)

Коэффициенты межмодовой связи изогнутого маломодового оптического волокна

C21. И.О. Золотовский^{1,2}, С.Г. Моисеев^{1,2,3}, А.С. Кадочкин^{1,2},
Ю.С. Дадоев^{1,3}, Ф.Ф.Л. Бентивенья³ (*¹Ульяновский государственный университет, Ульяновск, ²Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва, ³Ульяновский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Ульяновск, ⁴Lab-STICC, ENIB, Brest, France*)

Генерация поверхностных плазмон-поляритонов в углеродной нанотрубке с токовой накачкой

20¹⁰ – 21⁰⁰ Обсуждение стендовых докладов

23 сентября 2020 г.

Секция 3. Нелинейное преобразование излучения ВЛ: ВКР, ВРМБ, параметрическая генерация, генерация гармоник, генерация ТГц излучения

Председатель: И.Д. Ватник

11⁰⁰ М.Д. Гервазиев^{1,2}, Д.С. Харенко^{1,2}, И. Жданов^{1,2}, В.А. Гонга^{1,2},
Е.В. Подивилов^{1,2}, С.А. Бабин^{1,2}, С. Вабниц^{1,3} (¹Новосибирский
государственный университет, ²ИАиЭ СО РАН, Новосибирск, ³DIET,
Sapienza University of Rome, Italy)

Модовая декомпозиция лазерного излучения, распространяющегося в многомодовом волокне в режиме керровской самоочистки

11¹⁵ А.Г. Кузнецов¹, С.И. Каблуков¹, Е.В. Подивилов^{1,2}, С.А. Бабин^{1,2} (¹ИАиЭ
СО РАН, Новосибирск, ²Новосибирский государственный университет)

Истощение накачки и чистка пучка при ВКР-генерации в многомодовом градиентном световоде

11³⁰ О.С. Сидельников¹, Е.В. Подивилов^{1,2}, С.А. Бабин^{1,2}, М.П. Федорук^{1,3}
(¹Новосибирский государственный университет, ²ИАиЭ СО РАН, ³ИБТ
СО РАН, Новосибирск)

Численное моделирование процесса самоочистки в многомодовом волокне с градиентным профилем показателя преломления при распространении волны накачки и стоксовой компоненты

11⁴⁵ А.В. Достовалов¹, М.И. Скворцов¹, А.А. Вольф¹, В.И. Лабунцов^{1,2},
О.Н. Егорова³, С.Л. Семёнов⁴, С.А. Бабин¹ (¹ИАиЭ СО РАН,
²Новосибирский государственный университет, Новосибирск, ³ИОФ им.
А.М. Прохорова РАН, ⁴ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, НЦВО им.
Е.М. Дианова, Москва)

Волоконный ВКР-лазер на основе 7-сердцевинного световода с перекрестной связью между сердцевинами

12⁰⁰ А.В. Гладышев, Ю.П. Яценко, А.Н. Колядин, И.А. Буфетов (ИОФ
им. А.М. Прохорова РАН, НЦВО им. Е.М. Дианова)

Двухкаскадное рамановское преобразование 1030 → 1490 → 2680 нм
чирпированных пикосекундных импульсов в револьверном световоде,
заполненном дейтерием

- 12²⁰** Ю.А. Мажирин¹, Л.А. Мельников¹, А.И. Конюхов², А.А. Сысолятин³, К.С. Гочелашвили³, Д. Венкитеш⁴, С. Саркар⁴ (¹Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина, ²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов; ³ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва; ⁴Индийский институт технологии, Ченнай, Индия)
ВРМБ в волокнах с W-профилем и периодическим изменением дисперсии вдоль волокна
- 12⁴⁰** Н.А. Николаев¹, А.А. Мамрашев¹, Г.В. Ланский², В.Д. Анцыгин¹, Ю.М. Андреев^{2,3} (¹ИАиЭ СО РАН, Новосибирск; ²ИМКЭС СО РАН, ³Томский государственный университет, Томск)
Потенциал применения нелинейных кристаллов-сегнетоэлектриков КTiOPO₄, КTiOAsO₄ и KNbO₃ в миллиметровом диапазоне
- 12⁵⁵** Н.А. Николаев¹, А.А. Мамрашев¹, В.Д. Анцыгин¹, Г.В. Ланский², Ю.М. Андреев^{2,3} (¹ИАиЭ СО РАН, Новосибирск, ²ИМКЭС СО РАН, ³Томский государственный университет, Томск)
Перспективы генерации терагерцового излучения в нелинейных кристаллах семейства боратов

13¹⁰ – 14⁰⁰ Перерыв

Секция 4. Применения волоконных лазеров: связь, сенсоры, биомедицина, обработка и модификация материалов

Председатели: А.Е. Беднякова

- 14⁰⁰** О.С. Сидельников¹, А.А. Редюк^{1,2}, М.П. Федорук^{1,2}, С.К. Турицын^{1,3} (¹Новосибирский государственный университет; ²ИВТ СО РАН, Новосибирск, ³Институт фотонных технологий, университет Астана, Великобритания)
Применение свёрточных нейронных сетей для компенсации нелинейных эффектов в волоконно-оптических линиях связи со спектральным уплотнением каналов.
- 14²⁰** С.А. Богданов¹, О.С. Сидельников¹, М.П. Федорук^{1,2}, С.К. Турицын^{1,3} (¹НГУ, ²ИВТ СО РАН, Новосибирск, ³Астонский университет, Великобритания)
Компенсация нелинейных искажений в системах с поляризационным мультиплексированием на основе полностью связанных нейронных сетей
- 14³⁵** Е.А. Куприков¹, А.С. Кохановский¹, О.С. Сидельников¹, С.К. Турицын^{1,2} (¹Новосибирский государственный университет, Новосибирск, ²Aston Institute of Photonic Technologies, Aston University, UK)
Оптическое восстановление телекоммуникационного сигнала с амплитудной модуляцией

- 14⁵⁰** Е.Г. Шапиро, Д.А. Шапиро (*ИАиЭ СО РАН, НГУ, Новосибирск*)
Высокоскоростная многоканальная линия связи с переменной компенсацией дисперсии: подавление нелинейных искажений
- 15⁰⁵** А.В. Паньков¹, И.Д. Ватник¹, Д.В. Чуркин¹, А.А. Сухоруков²
(¹*Новосибирский государственный университет*, ²*Nonlinear Physics Centre, Research School of Physics, Australian National University, Canberra, Australia*)
Оптическая нейронная сеть на основе синтетических фотонных решеток
- 15²⁵** А.В. Паньков¹, О.С. Сидельников¹, И.Д. Ватник¹, А.А. Сухоруков², Д.В. Чуркин¹ (¹*Новосибирский государственный университет*, ²*Nonlinear Physics Centre, Research School of Physics, Australian National University, Canberra, Australia*)
Эквализация оптического сигнала в дисперсионной оптической линии связи с помощью синтетической фотонной решетки
- 15⁴⁰** В.А. Андреев¹, А.В. Бурдин^{1,2}, В.А. Бурдин¹, М.В. Дашков¹ (¹*Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Самара*; ²*Научно-производственное объединение Государственный оптический институт, С.-Петербург*)
Акустическая диагностика прочности оптических волокон в кабеле
- 15⁵⁵** А.В. Бурдин^{1,2,3}, В.А. Бурдин², К.В. Дукельский¹, О.Е. Наний⁴, Т.О. Базаров⁴, В.В. Демидов¹, А.Е. Жуков², Д.Д. Старых⁴ (¹*АО "НПО ГОИ им. С.И. Вавилова", С.-Петербург*; ²*Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Самара*; ³*ООО "ОптоФайбер Лаб"*; ⁴*ООО "Т8", Москва*)
Новый класс многомодовых оптических волокон с диаметром сердцевины 100 мкм для компактных мультигигабитных сетей передачи данных разного назначения

16¹⁰ – 16¹⁵ Перерыв

Председатель: А.В. Достовалов

- 16¹⁵** С.Л. Семенов, А.Ф. Косолапов (*ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, НЦВО им. Е.М. Дианова*)
Термическая стойкость волоконных световодов в специальных покрытиях (**invited**)
- 16³⁵** Д.Р. Харасов^{1,2}, Э.А. Фомиряков^{1,3}, О.Е. Наний^{1,3}, С.П. Никитин¹, В.Н. Трещиков¹ (¹*ООО «Т8 Сенсор»*, ²*Московский физико-технический институт, Долгопрудный*, ³*МГУ им. М. В. Ломоносова, Физический факультет, Москва*)
Малогабаритные узкополосные лазеры для распределенных волоконно-оптических датчиков

- 16⁵⁵** А.А. Вольф^{1,2}, В.А. Симонов², А.В. Достовалов^{1,2}, В.С. Терентьев², О.Н. Егорова³, С.Г. Журавлёв⁴, С.Л. Семёнов⁴, С.А. Бабин^{1,2} (¹НГУ, Новосибирск, ²ИАиЭ СО РАН, Новосибирск; ³ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, ⁴ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, НЦВО им. Е.М. Дианова, Москва)
Пространственное уплотнение волоконно-оптических акустических датчиков
- 17¹⁵** А.Ю. Ткаченко, Н.Н. Смолянинов, М.И. Скворцов, И.А. Лобач, С.И. Каблуков (ИАиЭ СО РАН, Новосибирск)
Опрос ВБР датчиков с помощью когерентного оптического частотного рефлектометра на основе волоконного лазера с самосканированием длины волны
- 17³⁵** А.Е. Бударных¹, И.А. Лобач¹, С.И. Каблуков^{1,2}, П.Л. Чаповский¹ (¹ИАиЭ СО РАН, ²НГУ, Новосибирск)
Детектирование ядерных спиновых изомеров молекул воды при помощи самосканирующего тулиевого волоконного лазера
- 17⁵⁰** М.В. Дашков (ПГУТИ, Самара)
Датчик акустических воздействий на основе маломодовых оптических волокон

24 сентября 2020 г.

Секция 4. Применения волоконных лазеров: связь, сенсоры, биомедицина, обработка и модификация материалов

Председатель: И.С. Шелемба

11⁰⁰ A. Kuchmizhak^{1,2}, A. Zhizhchenko^{1,2}, S. Makarov³ (¹*Institute for Automation and Control Processes*, ²*Far Eastern Federal University, Vladivostok*; ³*ITMO University, St. Petersburg, Russia*)

Direct femtosecond-laser projection lithography on perovskites for advanced nanophotonic applications (**invited**)

11³⁰ Д.А. Белоусов, А.В. Достовалов, В.П. Корольков, С.Л. Микерин, К.А. Бронников, С.А. Бабин (*ИАиЭ СО РАН, Новосибирск*)

Высокопроизводительная запись ТЛИППС на тонких плёнках Hf астигматическим гауссовым пучком фемтосекундного лазера

11⁵⁰ Ю.Н. Кульчин¹, А.И. Никитин², Е.П. Субботин³ (¹*Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН*)

Лазерная подводная очистка корпусов морских судов

12¹⁰ Ю.Н. Кульчин, А.И. Никитин, П.А. Никифоров, Д.С. Пивоваров, Д.С. Яцко, В.А. Тимченко (*Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток*)

Лазерное аддитивное производство биорезорбируемых магниевых имплантатов и средства его автоматизации

12³⁰ – 13³⁰ Презентации компании АО «ЛЛС» (Санкт-Петербург)

Д. Саченко:

1. Импульсные лазеры с короткой и ультракороткой длительностью импульса.

2. Непрерывные лазеры с высокой стабильностью излучения и узкой шириной спектральной линии.

3. Лазерные системы: от элементной базы до готовых лазерных комплексов для высокотехнологичного производства.

13³⁰ – 14⁰⁰ Перерыв

Секция 5. Лазерная оптика и компоненты: световоды, волоконные и гибридные элементы резонатора, интерферометры, дифракционная и интегральная оптика

Председатели: В.П. Корольков, А.В. Достовалов

14⁰⁰ А.К. Федоров^{1,2} (¹*Российский квантовый центр*, ²*Московский физико-технический институт, Москва*)

Квантово-оптические технологии для обработки и передачи информации

- 14²⁰** Т.А. Кочергина, С.С. Алешкина, М. М. Бубнов, М.Е. Лихачев (*ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, НЦВО им. Е.М. Дианова, Москва*)
Спектрально-селективное подавление фундаментальной моды сердцевинны в световоде с поглощающими стержнями
- 14⁴⁰** М.М. Худяков^{1,2}, В.В. Алексеев¹, Д.С. Липатов³, А.Н. Гурьянов³, В. Темяно⁴, М.М. Бубнов¹, М.Е. Лихачёв¹ (*¹ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, НЦВО им. Е.М. Дианова, ²Московский физико-технический институт, Москва; ³Институт химии высокочистых веществ РАН, Н. Новгород; ⁴College of Optical Sciences, University of Arizona, USA*)
Волоконный световод со смещённой сердцевинной для подавления ВРМБ
- 15⁰⁰** А.В. Бурдин^{1,2,3}, К.В. Дукельский¹, В.В. Демидов¹, Е.В. Тер-Нерсесянц¹ (*¹АО "НПО ГОИ им. С.И. Вавилова", ²Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Самара; ³ООО "ОптоФайбер Лаб"*)
Микроструктурированные волоконные световоды с наведенной киральностью
- 15²⁰** Д.А. Автайкин, Е. В. Борисов, В.А. Великанов, И.В. Галушка, А.В. Кузнечихин, Г.Т. Микаелян, В.А. Панарин, С.Н. Соколов, Т.Д. Токарева (*ООО "НПП "Инжект, Саратов*)
Лазерный диодный модуль высокой энергетической яркости с волоконно-оптическим выводом ЛМД-50
- 15³⁵** В.А. Разуков, Л.А. Мельников (*Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина, Саратов*)
Моделирование пространственно-временной динамики двухволнового кольцевого волоконного нелинейного микрорезонатора
- 15⁵⁰** В.П. Корольков, А.Г. Седухин, Р.К. Насыров, Р.В. Шиманский, В.Н. Хомутов, А.Е. Качкин, А.Е. Маточкин (*ИАиЭ СО РАН, Новосибирск*)
Возможности современной лазерной литографии для синтеза микро- и наноструктурированных планарных оптических элементов
- 16¹⁰** В.П. Корольков¹, Р.И. Куц^{1,2}, А.И. Малышев¹, А.Е. Маточкин¹, Д.А. Белоусов¹ (*¹ИАиЭ СО РАН, Новосибирск, ²Новосибирский государственный университет*)
Формирование дифракционных структур на пленках циркония с помощью лазерной записи и реактивного ионного травления
- 16⁵⁵ – 17⁰⁰** **Перерыв**

Объединенная сессия с конференцией «Optical Reflectometry, Metrology & Sensing 2020»

Председатель: И.А. Лобач

17⁰⁰ Andrei A. Fotiadi (*Professor, Laboratory Head at Department of Electromagnetism and Telecommunications, Université de Mons, Mons, BELGIUM*)

Distributed measurements of the vibration spectrum with a coherent reflectometer employing self-injection-locked semiconductor laser as a master oscillator

17³⁰ Vladimir A. Burdin (*Professor, Department Chair, PSUTI, Samara*)

Algorithms for processing of backscattering polarization characteristics based on Prony decomposition

17⁴⁵ Huang W.Z., Zhang W.T., Li F.

Research on temperature compensation of ultra-high-resolution FBG static strain sensor in crustal deformation observation

18⁰⁰ Zhang W.T., Huang W.Z., Wang Y.B., Zhang J.X., Lv B., Yao Y., Li F.

Field test of broadband fiber optic interferometric seismometer with modulation depth feedback control

18¹⁵ **Заккрытие семинара**

Специальная сессия по нанофотонике

Поперечный угловой момент нелинейной волны на поверхности раздела топологического изолятора и метаматериала

А.И. Маймистов^{1,*}, Е.И. Ляшко¹, Н.В. Быков²

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,

²Московского Государственного Технического Университета имени Н.Э. Баумана

*E-mail: aimaimistov@gmail.com

DOI: 10.31868/RFL2020.22-23

Среди характеристик электромагнитного поля наряду с потоком энергии, импульсом, важной характеристикой является угловой момент поля [1,2]. Исследования углового момента вызвано интересом к формированию пучков света с фазовыми дефектами волнового фронта излучения, и изучению возможности передачи момента вращения от поля к материальным телам. С появлением и развитием нанотехнологии это стало особенно актуально. В интегральной оптике и плазмонике роль пучков играют поверхностные волны. Естественно, возник интерес к изучению углового момента, переносимого поверхностной волной.

В пространственно неоднородной среде, где фронт волны не плоский, волна обладает орбитальным и спиновым моментом. Оказывается, что в случае полного внутреннего отражения неоднородная (эванесцентная) волна обретает спиновый момент, хотя может быть плоской волной только в одном выделенном направлении [3,4]. Поверхностные волны являются как бы склеенными вдоль плоской границы раздела эванесцентными волнами и переносят как орбитальный, так и спиновый момент. Для случая поверхностной волны ТМ типа, распространяющейся вдоль поверхности раздела вакуума и отрицательно преломляющейся среды (металла или отрицательно преломляющего метаматериала) спиновый момент ненулевой и направлен ортогонально волновому вектору поверхностной волны. На поперечную ориентацию полного углового момента, который при этом является касательным к границе раздела, обратили внимание авторы статьи [3]. В случае поверхностной ТЕ волны спиновый момент равен нулю, полный угловой момент содержит только орбитальный момент, который лежит в плоскости раздела сред и поперечен по отношению к волновому вектору поверхностной волны [3,4].

Известно, что при прохождении границы раздела различных топологических изоляторов (и обычными диэлектриками) происходит поворот векторов магнитного и электрического поля [5-7]. Это как бы эффект Фарадея, но поворот поляризации происходит на тонком переходном слое между двух сред. По этой причине нет отдельно поверхностных ТЕ или ТМ волн, а поверхностная волна является гибридной – все компоненты полей не нулевые.

В настоящем сообщении будет рассмотрена поверхностная волна, бегущая по плоской поверхности, которая разделяет топологический изолятором (ТИ) и гиперболическим метаматериалом или оптически нелинейным метаматериалом. Внимание сосредоточено на вычислении спинового углового момента, который является внутренней характеристикой электромагнитного поля волны. Основным результатом состоит в том, что спиновый угловой момент не лежит в плоскости границы раздела сред [8]. Хотя, как и в случае обычных (нетопологических) сред, спиновый момент и орбитальный момент поперечны относительно направления распространения. Появление нормальной компоненты спинового углового мо-

мента обусловлено свойствами ТИ. Известно, что на его поверхности под действием электромагнитного поля возникает поверхностный ток и наводится заряд, которых нет в обычных диэлектриках. Это приводит к изменению условий непрерывности для нормальных компонент электрической индукции и касательных компонент магнитной индукции. В результате меняется поляризация волны при переходе через границу раздела. Отдельно ТЕ и ТМ волн нет, но имеет место гибридная волна, у которой все компоненты поля ненулевые. Формально это приводит к появлению ненулевой нормальной компоненте спинового углового момента.

Для ТИ определяющим свойством является магнитоэлектрический эффект, причем коэффициент пропорциональности между поляризацией (намагниченностью) и напряженностью магнитного (электрического) поля квантован в единицах постоянной тонкой структуры. Эта дискретность проявляется в характеристиках поверхностной волны. Например, дисперсионное соотношение расщепляется на ряд ветвей, нумеруемых целыми нечетными числами. Та же дискретность присутствует в компонентах электрического и магнитного поля поверхностных волн. Надо заметить, что присутствие ТИ проявляется в дискретности этих компонент [9,10]. В отличие от мод волновода, дискретность характеристик поверхностной волны (постоянная распространения, поток энергии, полный угловой момент) обусловлена свойствами ТИ, а не интерференцией волн, захваченных волноводом. Какая из ветвей дисперсионного уравнения и каким образом можно осуществить переключение между поверхностными волнами, отвечающими разным топологическим числам – пока не решенная задача.

Влияние керровской нелинейности диэлектрика, соприкасающегося с ТИ, на образование поверхностной волны учитывалось в [10,11]. Ненулевая нормальная компонента вектор спинового углового момента и ее дискретность сохраняются. Малые возмущения амплитуды поверхностной волны эволюционируют в кноидальные волны конечной амплитуды, для которых период осцилляций зависит от топологического числа [11].

Исследование выполнено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-02-00921)

Литература

- [1] S.M. Barnett, *J. Mod. Opt.* **57**, 1339-1343 (2010)
- [2] A.M. Yao, M.J. Padgett, *Adv. Opt. & Photon.* **3**, 161-204 (2011)
- [3] K.Y. Bliokh, F. Nori, *Phys. Rev. A.* **85**, 061801(R) (2012)
- [4] K.Y. Bliokh, F. Nori, *Physics Reports* **592**, 1-38 (2015)
- [5] M. Z. Hasan, C. L. Kane, *Rev.Mod.Phys.* **82**, 3045 (2010)
- [6] Xiao-Liang Qi, T. L. Hughes, Shou-Cheng Zhang, *Phys.Rev. B.* **78**, 195424 (2008)
- [7] A. Karch, *Phys.Rev. B.* **83**, 245432 (2011)
- [8] А.И. Маймистов, Е.И. Ляшко, *Оптика и спектроскопия* **125**, 795-799 (2018)
- [9] А.И. Маймистов, Е.И. Ляшко, *Оптика и спектроскопия* **126**, 578-583 (2019)
- [10] А.И. Маймистов, Е.И. Ляшко, *Известия РАН, сер. физ.* **84**, №3, 328-331 (2020)
- [11] А.И. Маймистов, Е.И. Ляшко, С.О. Елютин, *Изв.РАН сер. физ.* **84**, 7-10 (2020)

Генерация электромагнитных мод в сверхузкой нанощели, образованной серебряными поверхностями

А.К. Сарычев*, А.В. Иванов

Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской Академии Наук

**E-mail: sarychev_andrey@yahoo.com*

DOI: 10.31868/RFL2020.24-25

Эффект плазмонной генерации электромагнитных полей в нанометровых масштабах представляется очень перспективным для создания новых оптических приборов, в частности, биологического и химического зондирования молекул [1]. Управляемые метаматериалы на основе плазмонных нанорезонаторов позволяют возбуждать усиленные электромагнитные поля на определенных частотах путем задания геометрии и пространственного расположения нанорезонаторов [2,3].

В нашей работе мы предлагаем генерацию колоссальных электромагнитных полей в сверхузкой нанощели, образованной гладкой и цилиндрической серебряными поверхностями (Рис.1).

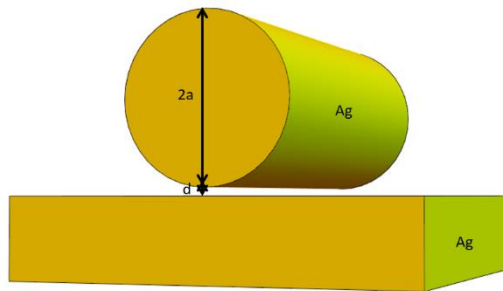


Рис.1 Серебряный цилиндр вблизи гладкой серебряной поверхности.

По мере сближения таких поверхностей в зазоре между ними возбуждаются щелевые электромагнитные моды, приводящие к резонансному усилению поля. Наиболее интересные эффекты возникают при почти касании цилиндра и плоской поверхности. Резонансные моды в таком щелевом резонаторе могут быть найдены в квазиклассическом приближении путем решения уравнения Лапласа, поскольку толщина зазора предполагается много меньше длины волны электромагнитного излучения. Электрическое поле, возбуждаемое падающим светом в зазоре между цилиндром и металлической поверхностью, раскладывается по щелевым модам и может найдено аналитически. Построена аналитическая теория, получающиеся ряды щелевых функций отсуммированы и найдено конечное выражение для электрического поля в зазоре. Полученное таким образом электрическое поле зависит длины волны, угла падения света и отношения толщины зазора d к радиусу цилиндра a . В узкой щели, при условии $d \ll a$, поле сосредоточено на пространственном масштабе $l \sim \sqrt{ad}$, ($d \ll l \ll a$) и осциллирует как функция отношения d/a . Максимумы поля возникают, когда целое число щелевых мод укладывается на масштабе l .

На рис.2. представлена аналитически и численно рассчитанная зависимость усиления электрического поля как функция отношения ширины щели d , образованной двумя поверхностями, к радиусу цилиндра a для длин волн возбуждения трех лазеров 405 нм, 532 нм, 785 нм.

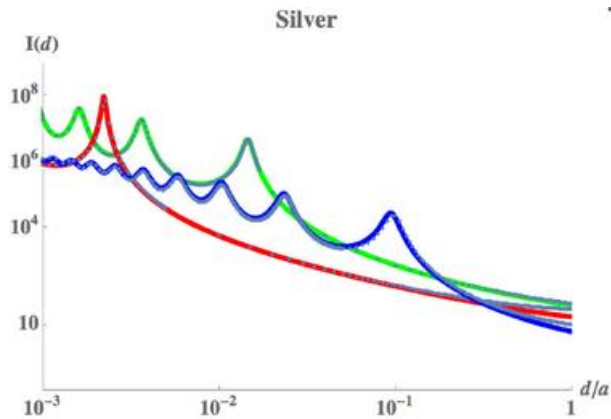


Рис.2 Относительная интенсивность электрического поля в зависимости от отношения ширины щели d к радиусу цилиндру a . Синяя, зеленая и красная кривые соответствуют длинам волн 405 нм, 532 нм, 785 нм соответственно. Угол падения волны 45 градусов, поперечная поляризация электромагнитной волны. Точками обозначены численные расчеты.

Впервые теоретически показано, что по мере уменьшения отношения d/a происходит рост резонансного усиления поля в зазоре между поверхностями вплоть до насыщения – когда концентрирующиеся моды начинают сливаться в зазоре. Интенсивность электрического поля в щели при насыщении соответствует значению более $10^6 |E_0|^2$ при длине волны 405 нм, $10^8 |E_0|^2$ при длине волны 532 нм и $10^9 |E_0|^2$ при длине волны 785 нм, где E_0 – это амплитуда электрического поля в падающем свете. Полученное гигантское усиление поля является важным для достижения рекордных значений и регистрации малых концентраций молекул методом гигантского комбинационного рассеяния. Такие щелевые резонаторы с контролируемой толщиной щели могут быть использованы для получения связанных состояний плазмона и колебаний молекул, помещённых в зазор. Обнаружение и исследование такого гибридного состояния позволит оценить и понять многие особенности гигантского комбинационного рассеяния и других плазмонных эффектов.

Данная работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (РФФИ), грант № 20-21-00080.

Литература

- [1] A.K. Sarychev, A. Ivanov et al, *Materials* **12**, 103, 1-39 (2019)
- [2] G. Barbillon, A. Ivanov, A.K. Sarychev, *Nanomaterials* **9**, 1588, 1-12 (2019)
- [3] G. Barbillon, A. Ivanov, A.K. Sarychev, *Symmetry* **12**, 896, 1-16 (2020)

Sensitivity enhancement of plasmonic grating in near field

L.L. Frumin, D.A. Shapiro*

Institute of Automation and Electrometry, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences

*E-mail: shapiro@iae.nsk.su

DOI: 10.31868/RFL2020.26-27

As predicted and tested experimentally by Liedberg [1], under proper conditions, the reflectivity of a thin metal film is extremely sensitive to optical variations in the medium on one side of it. Among devices developed recently, the sensors based on the surface plasmons are distinguished (see [2,3]). A plane wave falls to the boundary with an analyte from the glass. Its incident angle is close to the total internal reflection. A metallic layer or a plasmon-supporting sub-wavelength grating at the interface makes the reflection coefficient's dependence on the incidence angle (or the wavelength) sensitive to the refractive index of the analyte.

The purpose of the present paper is to study a way to increase sensitivity. We propose to measure the local field in points where the field enhancement factor $F_1 = |E_x/E_0|^2$ of a grating being maximal. Here E_x is the tangential component of the electric field, E_0 is the amplitude of an incident wave. For this purpose, we consider the subwavelength periodic sequence of metallic cylinders placed above the dielectric half-space ε_1 , shown in Fig.1. An analyte with refractive index n_a fills half-space $\varepsilon_2 = n_a^2$.

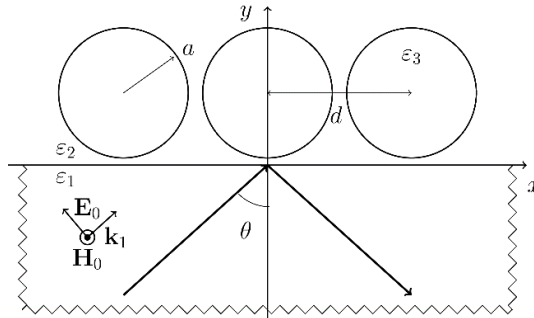


Fig. 1. The sketch of medium 2, above the dielectric subspace 1. The circular cylinders of radius a form the grating with period d . Inset illustrates the polarization state of p -wave.

The approximate analytical formulas could be derived using the coupled-mode approach [4]. Here we calculate the field numerically by the boundary element method [5]. One can see some typical results of numerical modeling in Fig. 2. Figure 2(a) demonstrates the shift of resonance in angular dependence for a gold grating for two close refractive indices. We see a significant shift after changing n_a by 1% only. The location of peak at $\varepsilon_1 = 2.25$ corresponds to angles $\theta_0 = 0.7297$ ($n_a = 1$) or $\theta_0 = 0.7342$ ($n_a = 1.01$).

Figure 2(b) occurs more indicative. It displays the shift of angular resonance for a silver grating while the index changes by 0.1%. We take the refractive index from the Polyanskiy database [6]. In both figures, we see the sharp cusp-like resonances near the angle of total reflection. The cusp is a consequence of the Fresnel field angular dependence [7] shown in Fig.3. Its small-angle tail is unusually steep; for an unperturbed dielectric-analyte interface, it has the infinite derivative from left side. This dependence leads to high sensitivity to the analyte index.

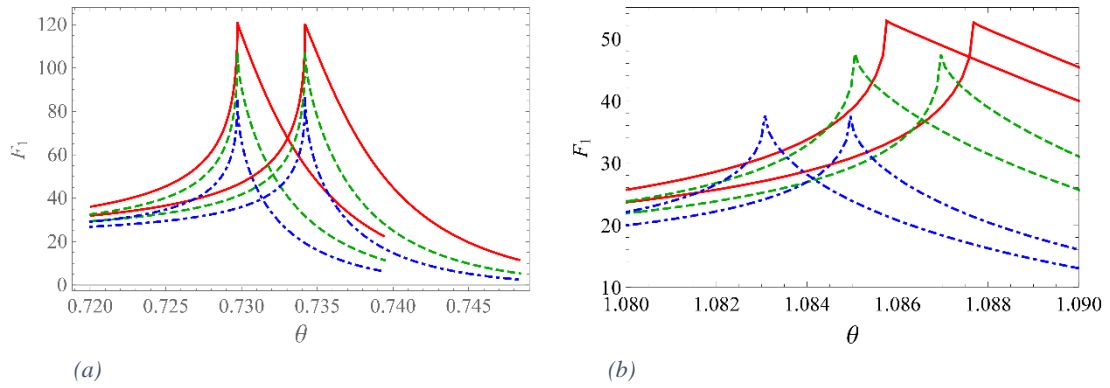


Fig. 2. Angular dependence of the local field in the gap for a gold grating in gas (a): $\lambda = 0.7749$ (solid line), 0.8266 (dashed), $0.8856 \mu\text{m}$ (dot-dashed) $n_a = 1.00$ at the left, $n_a = 1.01$ at the right and silver lattice; for silver grating in water (b): $\lambda = 0.9537$ (solid line), 1.033 (dashed), $1.127 \mu\text{m}$ (dot-dashed) $n_a = 1.3270, 1.3265, 1.3251$, respectively, for the left plots, n_a is greater by $0.001n_a$ for the right curves.

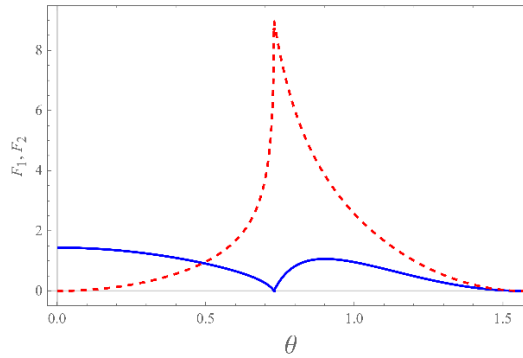


Fig. 3. The Fresnel angular dependence near the plane normalized by the incident field: $F_1 = |E_x/E_0|^2$ (solid), $F_2 = |E_y/E_0|^2$ (dashed line).

We suggest applying a grating of parallel metallic cylinders on the glass substrate to increase the sensitivity of optical refractive index measurements. It is helpful to measure the field between neighbor cylinders. This signal is strong owing to the gap plasmon amplification. Moreover, its angular dependence has a very sharp cusp, which is a consequence of the total internal reflection. Both the factors are essential for further potential exploiting the subwavelength metallic grating in chemo- and bio-sensing techniques.

The authors are grateful to V.P. Drachev and S. V. Perminov for helpful discussions. The work is supported by the Russian Foundation of Basic Research, grant # 20-02-00211.

References

- [1] B. Liedberg, C. Nylander, I. Lunström, *Sensors and actuators*. **4**, 299-304 (1983)
- [2] Y. Xu et al., *Adv. Opt. Mater.* **7**, 1801433 (2019)
- [3] T. Allsop, R. Neal, *Sensors* **19**, 4874 (2019).
- [4] E. Efremova, S. Perminov, S. S. Vergeles, arXiv:1905.04784
- [5] L. L. Frumin et al., *J. Opt.* **15**, 085002 (2013)
- [6] M. N. Polyanskiy, "Refractive index database," <https://refractiveindex.info>.
- [7] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Electrodynamics of continuous media* (Pergamon, Oxford, New York, 1984).

Direct and inverse scattering transform algorithm for complex wave fields

A.A. Gelash^{1,*}, R.I. Mullyadzhанov^{2,3}, L.L. Frumin¹

¹*Institute of Automation and Electrometry SB RAS*

²*Institute of Thermophysics SB RAS*

³*Novosibirsk State University*

*E-mail: agelash@gmail.com

DOI: 10.31868/RFL2020.28

The discovery of the complete integrability of some nonlinear partial differential equations has stimulated impressive progress in mathematical physics of nonlinear waves. Among these equations are the focusing and defocusing nonlinear Schrodinger (NLSE) equations serving as the fundamental models of nonlinear optics [1]. This breakthrough has taken place due to the development of the Inverse Scattering Transform (IST) method allowing one to solve the initial-value problem in terms of the nonlinear harmonics decomposition representing the scattering data or the IST spectrum [2]. The spectrum can be found using the Direct Scattering Transform (DST), leading to the full knowledge of the nonlinear wave field evolution governed by the integrable differential equation, while the IST procedure allows one to reconstruct the wave field. In some cases, the DST and the IST problems can be solved analytically, but in the general case - which is the subject of this work - only numerically. After several decades of analytical studies of integrable equations, the rapid growth of interest to describe arbitrary shaped, noisy, and even random nonlinear wave fields has promoted the need for accurate numerical methods for the IST/DST. For example, the recent applications of the DST/IST techniques in nonlinear optics studies are ranging from experimental observation of complex interactions of the NLSE breathers [3] and statistically stationary state of spontaneous modulation instability [4] to the development of novel optical telecommunication methods [5,6]. In this work, we take advantage of two efficient numerical techniques: the DST algorithm based on the Magnus expansion [7] and IST algorithm based on the Toeplitz inner bordering scheme [8]. Using a combination of these methods, we demonstrate efficient direct and the inverse scattering transform for various examples of complex optical pulses. Our approach allows to find the whole IST spectrum of an arbitrary wave field and then reproduce each of the spectrum components separately in order to study their nonlinear role in the signal formation. Finally, we discuss the mitigation of the numerical instabilities of the DST and IST in the presents of a large number of solitons in the wave field, see [9], using the application of arbitrary precision arithmetic.

The work was supported by the Russian Science Foundation (Grant No. 20-71-00022).

References

- [1] S. Novikov, S.V. Manakov et al, *Theory of Solitons: The Inverse Scattering Method* (1984)
- [2] Y.S. Kivshar and G. Agrawal, *Optical solitons: from fibers to photonic crystals* (2003)
- [3] G. Xu, A. Gelash, A. Chabchoub et al, *Phys. Rev. Lett.* **122**(8), 084101 (2019)
- [4] A.E. Kraych, D. Agafontsev, S. Randoux et al, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 093902 (2019)
- [5] H. Bülow, *Journal of Lightwave Technology.* **33**(7), 1433-1439 (2015)
- [6] L.L. Frumin, A.A. Gelash, S.K. Turitsyn, *Phys. Rev. Lett.* **118**(22), 223901 (2017)
- [7] R. Mullyadzhанov and A. Gelash, *Opt. Lett.* **44**, 5298 (2019)
- [8] O. Belai, L. Frumin, E. Podivilov and D. Shapiro, *J. Opt. Soc. Am. B.* **24**, 1451 (2007)
- [9] A. Gelash and R. Mullyadzhанov, *Phys. Rev. E.* **101**, 052206 (2020).

Уточненное борновское приближение для рассеяния электромагнитной волны наночастицами

А.С. Берёза^{*}, Д.А. Шапиро

*Институт автоматики и электрометрии СО РАН
Новосибирский Государственный Университет*

**E-mail: alex.bereza2010@yandex.ru*

DOI: 10.31868/RFL2020.29

В настоящее время с развитием численных методов исследования и применением электронных вычислительных машин круг решаемых задач значительно расширился. В отличие от аналитических решений, численные методы обладают большей универсальностью и позволяют получить решение с заданной степенью точности, тем не менее, аналитическое решение по-прежнему остается исключительно ценным для выявления общих теоретических закономерностей. Одним из способов получения аналитического решения является борновское приближение, суть которого в том, чтобы для слабого рассеивателя вместо полного поля внутри рассеивающего потенциала использовать падающее поле. Однако, традиционный борновский ряд не применим к системам с резкой границей, поскольку не позволяет точно учесть граничные условия.

Целью данной работы является построение модифицированного борновского приближения для задачи рассеяния электромагнитной волны на нанообъектах. Смысл в том, чтобы разбить имеющуюся задачу для возмущенной и невозмущенной среды: для последней строится специальная функция Грина [1], что позволяет автоматически учесть условия на границе. После выводятся интегральные соотношения, связывающие внешнее поле и поле внутри рассеивателя, и далее методом последовательных приближений получается решение в виде борновского ряда. Такое борновское приближение уже точно учитывает все граничные условия.

Для случая s- и p- поляризации была построена функция Грина и получена первая борновская поправка к рассеянному полю, а также рекуррентные соотношения для нахождения последующих поправок. Также проанализирована сходимость борновского ряда, и получены критерии применимости. Метод сверен с двумя независимыми численными решениями: методом точечных диполей [2] и методом граничных элементов [3]. Показано, что первое борновское приближение подходит для определения качественного характера рассеяния, второе и последующие могут быть использованы для описания его точных количественных характеристик.

Литература

- [1] A.S. Bereza, L.L. Frumin, et al, *EPL* **127**, 20002-p1 – 20002-p5 (2019)
- [2] A.S. Bereza, A.V. Nemykin, et al, *Phys. Rev. A* **95**, 063839-1 – 063839-6 (2017)
- [3] O.V. Belai, L.L. Frumin, et al, *EPL* **97**, 10007-10016 (2012).

Фазовые дислокации в полых микроструктурированных световодах

А.Д. Прямиков

*Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева
Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

E-mail: pryamikov@mail.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.30-31

История микроструктурированных световодов уже насчитывает свыше двух десятков лет. Особую роль среди них играют полые микроструктурированные световоды (ПМС) различных типов. Исторически первыми среди них по праву считаются полые фотонно – кристаллические световоды с сердцевиной круглой формы [1]. Отражение света в них основано на существовании фотонных – запрещенных зон, при этом в лучших образцах таких ПМС из кварцевого стекла достигались потери на уровне 5 Дб/км. Основной проблемой, связанной с изготовлением этих ПМС является сложная структура оболочки, представляющая собой двумерный фотонный кристалл и сравнительно узкие зоны пропускания излучения в полой сердцевине. Другим типом ПМС, относящимся к классу фотонно – кристаллических световодов, был ПМС с оболочкой в виде фотонного - кристалла типа Kagome [1]. Потери в таких ПМС значительно выше, чем в предыдущем случае, но при этом зоны пропускания значительно шире за счет уменьшения толщины элементов оболочки. Механизм локализации света в сердцевине такого ПМС основан, по мнению его создателей, на слабой связи между модой полой сердцевины и модами сложной оболочки. В 2011 году был предложен другой тип ПМС из кварцевого стекла, не имеющий фотонно – кристаллической структуры оболочки. Оболочка такого ПМС состояла только из 8 капилляров с определенно подобранной толщиной стенки. Эксперименты показали, что такой ПМС способен пропускать излучение вплоть до среднего ИК спектрального диапазона, где потери в кварцевом стекле делают его непрозрачным.

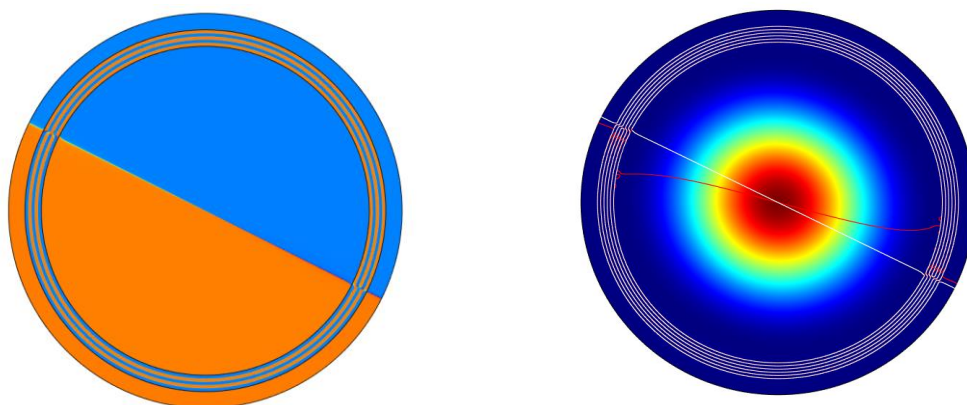


Рис. 1. Распределение фазы компоненты электрического поля E_z основной моды HE_{11} капилляра, на длине волны $\lambda = 10.3$ мкм, скачок фазы при смене цвета на π (левый рисунок), при этом в стенке капилляра в двух местах явно видны фазовые дислокации; линии $\text{Im}(E_z(x,y)) = 0$ (белая) и $\text{Re}(E_z(x,y)) = 0$ (красная) для моды HE_{11} (правый рисунок). Толщина стенки капилляра 25 мкм, показатель преломления 1.45.

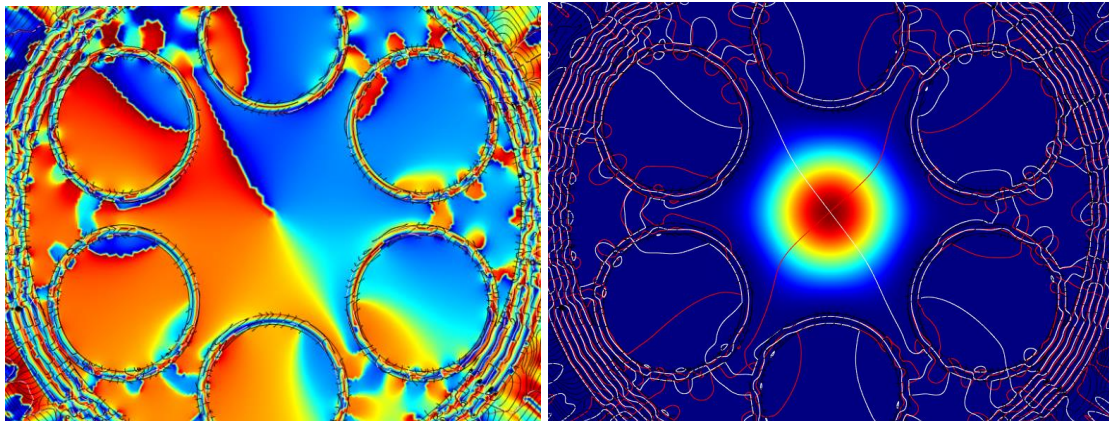


Рис. 2. Распределение фазы компоненты электрического поля E_z основной моды HE_{11} ПМС из кварцевого стекла с оболочкой из 6 капилляров на длине волны $\lambda = 4.3$ мкм с реальными материальными потерями (3173 Дб/м), полные потери составили 1.5 Дб/м, фаза непрерывно изменяется от $-\pi$ (синий цвет) до π (красный цвет) (левый рисунок); линии $\text{Im}(E_z(x,y)) = 0$ (белая) и $\text{Re}(E_z(x,y)) = 0$ (красная) для моды HE_{11} (правый рисунок).

Стоит отметить, что все моды сердцевин рассматриваемых выше ПМС являются вытекающими, поэтому аксиальные компоненты полей основной моды полой сердцевин имеют как действительную, так и мнимую часть. Если скалярное поле представить в виде $E(x, y) = \text{Re}(E(x, y)) + i \text{Im}(E(x, y))$, то фазовые дислокации могут возникать в скалярном поле при наложении или пересечении кривых $\text{Re}(E(x, y)) = 0$ и $\text{Im}(E(x, y)) = 0$ в той или иной области плоскости поперечного сечения волновода [2]. В нашем случае роль такого скалярного поля играют аксиальные компоненты полей основной моды полой сердцевин E_z и H_z . Приведем пример расчета распределения фазы и линий $\text{Re}(E_z) = \text{Im}(E_z) = 0$ для обычного капилляра и ПМС с оболочкой из 6 капилляров в среднем ИК диапазоне (Рис. 1 и 2). Из рисунков видно, что фазовые дислокации для компоненты E_z моды HE_{11} и, соответственно, компонент поперечной составляющей вектора Пойнтинга этой моды должны оказывать влияние на степень локализации излучения в полой сердцевине и полные потери в ПМС. В [3] мы демонстрируем этот факт не только на примере ПМС, но и на примере твердотельных микроструктурированных световодов. В настоящее время считается, что ПМС с оболочкой, состоящей из капилляров или hollow core negative curvature fibers, могут быть использованы для передачи высокомошного лазерного излучения, а также в будущих линиях связи, при условии получения в них потерь на уровне современных телекоммуникационных твердотельных световодов. Последние эксперименты, проведенные в ORC (University of Southampton) позволяют говорить о хороших перспективах в данной области волоконной оптики.

Работа была выполнена при поддержке гранта РФФ N 18 – 19 - 00733

Литература

- [1] Philip St. J. Russell, *Journal of Lightwave Technology* **24**, 4729 – 4749 (2006)
- [2] N. A. Baranova and B. Ya. Zeldovich, *Sov. Phys. JETP* **53**, 925 -929 (1981)
- [3] A. Pryamikov, G. Alagashev, G. Falkovich and S. Turitsyn, *Scientific Reports* 10:2507 (2020)

Пластическая деформация - природа прямой фемтосекундной лазерной записи волноводов в кристаллах YAG

С.С. Федотов¹, Л.Н. Бутвина², А.Г. Охримчук^{1,2,*}

¹Российский Химико-Технологический Университет им. Д.И. Менделеева

²Институт Общей Физики РАН им. А.М. Прохорова, ИЦВО им. Е.М. Дианова.

*E-mail: okhrim@fo.gpi.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.32-33

Прямая лазерная запись (direct laser writing) в объёме различных оптических сред зарекомендовала себя как гибкая и эффективная технология формирования волноводов и волноводных цепей в трёх-мерном формате. Этот метод позволяет структурировать показатель преломления среды с микронным и субмикронным разрешением. Механизм и природа изменения показателя преломления в стёклах и полимерах в основном понятны. Напротив, природа изменения показателя преломления в кристаллах при записи волноводов с низкими потерями не раскрыта. Понятны лишь механизмы изменения показателя преломления при экстремальном воздействии ультракоротких лазерных импульсов на монокристалл – при формировании полостей и фазовой трансформации [1,2]. Но такие режимы не годятся для записи волноводов с низкими потерями. Между тем важно знать состояние вещества и механизмы, приводящие к умеренной модификации сверхкороткими импульсами, поскольку такое знание позволило бы улучшить однородность записываемых треков изменённого показателя преломления, составляющих волноводов, и, как следствие, уменьшить волноводные потери.

Предмет данных исследований – продольная однородность треков, записанных пучком фемтосекундного лазера, сфокусированным объективом с $NA=0.65$ в кристалле YAG:Nd и кварцевом стекле, и статистика энергии лазерных импульсов, прошедших через образцы во время этой записи. Обнаруженные закономерности в измеренных зависимостях позволили нам сделать выводы о природе модификации для широких диапазонов скоростей сканирования образца относительно перетяжки лазерного пучка, и энергий лазерных импульсов, в том числе при небольшом превышении порога модификации, то есть при энергии записи волноводов с низкими потерями.

Измерения относительного стандартного отклонения нелинейного пропускания лазерных импульсов (ОСОП) и продольной неоднородности треков мы представили в зависимости от перекрытия импульсов $P=D/(f*V)$ (Рис.1), где D – диаметр перетяжки лазерного пучка, f – частота повторения импульсов, V – скорость сканирования образца относительно перетяжки (сканирование перпендикулярно пучку). Продольная неоднородность трека R в кристалле YAG:Nd была получена с помощью анализа Фурье фазового изображения области кристалла, содержащей трек. Фазовое изображение получено с помощью количественной фазовой микроскопии (QPM). Во всех экспериментальных зависимостях для кристалла наблюдается ступенька в области перекрытий $P=11-15$, и монотонное дальнейшее увеличение ОСОП и неоднородности R . Для кварцевого стекла ступенек не наблюдается. Более того, зарегистрировано небольшое уменьшение измеряемых параметров при перекрытии более 15.

Мы считаем, что модификация кристалла под воздействием жёстко сфокусированных сверхкоротких импульсов - есть пластическая деформация в микрообъёме. Пластическая деформация сопровождается генерацией вакансий, их объединением в вакансионные диски, и наконец, рождением из них дислокаций. Уменьшение показателя преломления – результат уменьшения плотности кристалла при пластическом растяжении под воздействием давления, создающегося в области электронной лазерной плазмы. Уменьшение плотности обусловлено появлением вакансионных дисков и агломерацией дислокаций. Во время прямой лазерной записи мы различили три режима пластической деформации, которые характерны и для традиционной деформации при механическом нагружении макро- образцов. *Первый режим* ($P < 9$) - генерация дислокаций скольжения, *второй* ($P > 15$) – упрочнение, при котором генерируются дислокации различных систем скольжения, и как следствие они препятствуют скольжению друг другу, *третий режим* ($P = 9-15$) – промежуточный, в котором происходит самоорганизация в системе дислокация, проявляющаяся в периодической модуляции показателя преломления с шагом в 1,2 мкм [3]. Режим пластической деформации однозначно определяется двумя параметрами – энергией импульса и перекрытием P .

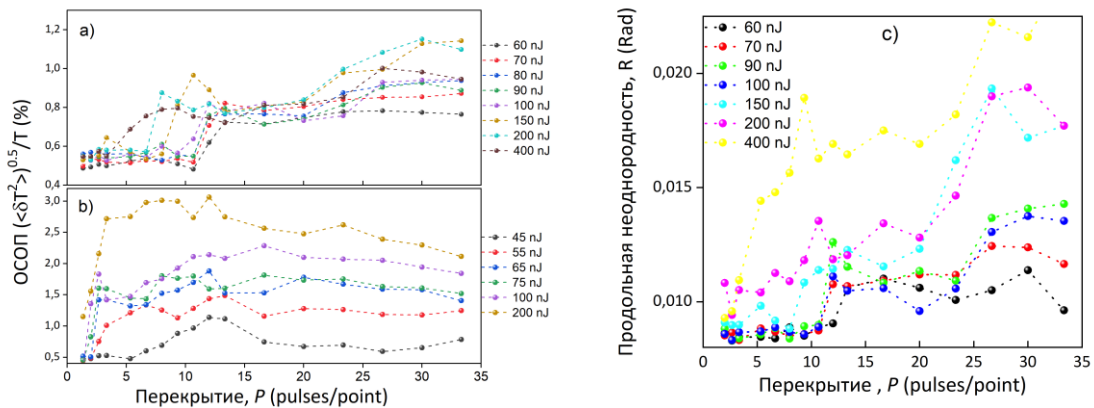


Рис.1. Зависимости ОСОП (а,b) и неоднородности треков для кристалла (а) кварцевого стекла (b).

Мы полагаем, что ступенька в зависимостях ОСОП и продольной неоднородности от перекрытия связана со сменой режима пластической деформации – от лёгкого скольжения дислокаций к упрочнению. Качественное различие измеренных зависимостей для кристалла и стекла мы объясняем фундаментально различной природой пластической деформации в кристаллах и стёклах. В кристаллах - это генерация и скольжение дислокаций, которые создают дальнедействующие поля напряжений, приводящие к взаимодействию и торможению движения дислокаций. В стёклах возможна перестройка только ближнего порядка, поэтому упрочнение не наблюдается.

Для записи волноводов с малыми потерями, следует обеспечить режим лёгкого скольжения дислокаций, то есть перекрытие импульсов в диапазоне 3-7. Мы ожидаем, что предложенная модель применима и к другим кристаллам, и открывает новый подход к исследованию природы прямой лазерной записи.

Исследования поддержаны РФФ, грант #18-19-00733.

Литература

- [1] E. G. Gamaly, S. Juodkazis, et al., *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* **73**, 1–15 (2006).
- [2] A.G. Okhrimchuk, A.S. Lipatiev, E.V. Zharikov et al., *Opt. Mater. Express* **7**, 3408 (2017).
- [3] D. Kuhlmann-Wilsdorf, *Mater. Sci. Engineering A* **113**, 1–41 (1989).

Роль диффузии ионов в прямой фемтосекундной лазерной записи в теллуритных стеклах

Г.К. Алагашев¹, В.П. Смаев¹, А.А. Гулин², А.Г. Охримчук^{1,3,*}

¹Российский Химико-Технологический Университет им. Д.И. Менделеева

²Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семенова РАН

³Институт Общей Физики РАН, им. А.М. Прохорова, ИЦВО им. Е.М. Дианова

*E-mail: alagashvgrigory@gmail.com

DOI: 10.31868/RFL2020.34-35

Волноводные устройства на основе мягких стёкол, обладающих большим нелинейным показателем преломления, перспективны для интегральной нелинейной фотоники и фотоники среднего ИК, в частности, для генерации суперконтинуума в среднем ИК [1]. Прямая фемтосекундная лазерная позволяет создавать такие устройства, однако проектирование волноводов с заданными характеристиками в таких стёклах, и расчёт волноводных параметров затруднены из-за сложного профиля показателя преломления. Последнее обстоятельство по-видимому связано с тем, что изменение показателя преломления обусловлено не только с изменением плотности стекла (как, например, при записи волноводов в кварцевом стекле), но и взаимной диффузией химических элементов из и в зону воздействия лазерного пучка (зона лазерной плазмы) [2].

В данной работе мы исследовали запись в объёме стекла состава $70\text{TeO}_2-22\text{WO}_3-8\text{Bi}_2\text{O}_3$ пучком фемтосекундного лазера, сфокусированным объективом с $\text{NA}=0.85$ в диапазоне частот повторения $50 - 1000$ kHz. Для того, чтобы облегчить численное моделирование процесса и понимание механизма модификации, производилась запись в одной и той же точки стекла (то есть без сканирования образца относительно перетяжки лазерного пучка) но различным количеством импульсов и при различных частотах повторения. Пространственное распределение изменения показателя преломления в области модификации оценивалось с помощью количественной фазовой микроскопии (QPM). На Рис.1 представлены зависимости максимальной вариации фазы прошедшего света, обусловленные изменением показателя преломления в области модификации, от количества лазерных импульсов.

Пространственное распределение концентраций элементов в области модификации исследовано методом время-пролётной масс-спектрометрии вторичных ионов (ToF-SIMS). Обнаружено существенное изменение концентраций Bi, W и Te в области лазерного воздействия и его окрестности. В частности, концентрация ионов висмута уменьшается в области перетяжки лазерного пучка. Однако пространственное разрешение метода оказалось недостаточно, чтобы связать распределение изменения концентрации с профилем фазы. Поэтому были предприняты численные расчёты термической диффузии ионов. Диффузия моделировалась с помощью связанных уравнений теплопроводности и диффузии:

$$\rho C_p(T) \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (-k(T) \nabla T) = F(t) \quad (1)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \nabla \cdot (-D(T) \nabla C - CD_T(T) \nabla T) = 0 \quad (2)$$

Температурные зависимости для теплоемкости (C_p) и теплопроводности (k) стекла в области $300 - 950$ K взяты для близкого по составу стекла. Зависимость

коэффициентов диффузии от температуры принята удовлетворяющей закону Аррениуса:

$$D(T) = D_0 \exp(-E_a/RT), \quad (3)$$

где R – универсальная газовая постоянная, E_a – энергия активации диффузии. Коэффициент термодиффузии:

$$D_T(T) = D(T)Q/RT^2, \quad (4)$$

где Q – теплота переноса [3]. Воздействие импульсов лазера моделировалось через мощность нагрева $F(t)$, с пространственным распределением в виде обобщенного нормального распределения. Мы полагаем, что изменение показателя преломления пропорционально изменению относительной концентрации компонентов стекла. Форма экспериментальной зависимости фазы от количества импульсов аппроксимировалась расчётной зависимостью изменения концентрации от количества импульсов при варьировании параметров E_a и Q . Хорошее согласие теории с экспериментом получено для импульсов с наибольшей энергией $E_p = 90$ нДж (Рис.1). Для энергий 50 и 70 нДж и при количестве импульсов менее 10 теория предсказывает значительно более низкие значения изменения концентрации, чем необходимо для объяснения изменения фазы. Проведённые расчёты свидетельствуют, что перераспределение химических элементов вследствие диффузии даёт значительный вклад в изменение показателя преломления, но вместе с тем необходимо учесть другие факторы (например, изменение плотности вследствие деформации), чтобы объяснить изменение показателя преломления при небольших нагревах.

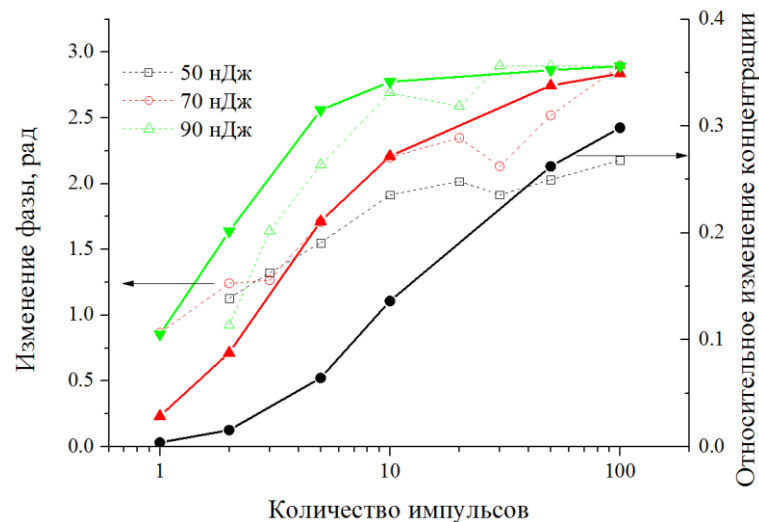


Рис.1 Сравнение измеренной вариации оптической фазы излучения прошедшего через модифицированные области (пунктир) и смоделированной концентрации ионов (сплошные линии) при частоте повторения импульсов 1 МГц. $Q = 10^4$ Дж/моль, $E_a = 7 \cdot 10^4$ Дж/моль, $D_0 = 10$ м²/с, $C(0) = 2.5 \cdot 10^3$ моль/м³

Исследования поддержаны РФФ, грант #18-19-00733.

Литература

- [1] A.G. Okhrimchuk, A.D. Pryamikov et al, *J. Light. Technol.* **38**, 1492–1500 (2020)
- [2] T.Gretzinger, T.T. Fernandez et al, *Opt. Lett.* **45**, 3369 (2020)
- [3] P. Shewmon, *Diffusion in Solids* (1963)

Полинг пленок хромофор-полимер в поле коронного разряда при изменении температуры для создания наведенной оптической нелинейности хромофора

**В.В. Шелковников^{1,2,*}, Е.В. Васильев¹, Н.В. Васильева¹,
С.В. Коротаев¹, И.Ю. Каргаполова¹, Н.А. Орлова¹**

¹Новосибирский институт органической химии СО РАН

²Новосибирский государственный технический университет

*E-mail: vice@nioch.nsc.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.36

В настоящее время тонкопленочные органические нелинейно-оптические (НЛО) материалы хромофор-полимер, подходящие для изготовления высокоскоростных интегрированных электрооптических модуляторов, являются актуальным направлением исследований в области нелинейной оптики. Типичные исследования НЛО материалов хромофор-полимер проводятся при раздельном полингвании образца и измерении величины отклика генерации второй гармоники (ГВГ). В данной работе представлен метод, позволяющий проводить полинг одновременно с измерением сигнала ГВГ образца.

Создана установка полинга с возможностью мониторинга сигнала ГВГ материалов хромофор-полимер в реальном времени при одновременном нагревании образца и полинге в поле коронного разряда триодной системы полинга. На экспериментальной установке полинга были определены условия эффективной ориентации молекул хромофора на основе полифтортриарилпиразолина и дицианозамещенного изофорона в микронных плёнках поликарбоната. Наведение сигнала ГВГ проводилось первой гармоникой импульсного Nd:YAG лазера 1064 нм. Измерены зависимости уровня сигнала ГВГ от потенциала на выравнивающей сетке и от потенциала на игольчатом электроде. Найдено оптимальное соотношение потенциала на игольчатом электроде к потенциалу на выравнивающей сетке: $U_n/U_g = 2.6$, при котором происходит наиболее эффективный процесс полинга. По зависимостям роста сигнала ГВГ от напряжения на игле для разных температур полинга показано, что вблизи температуры стеклования полимерной плёнки хромофор-полимер существует оптимальная температура полинга 135°C.

Получены временные зависимости термической релаксации ориентированных дипольных молекул хромофора в полимерной матрице при температуре стеклования полимера и при температурах, соответствующих растормаживанию β -релаксационной подвижности полимерных цепочек. Обнаружено, что процессы α -релаксации при температуре стеклования полимера описываются моноэкспонентной зависимостью $\tau_1 = 3.5$ с, в то время как релаксация при температурах, соответствующих растормаживанию β -релаксационной подвижности полимерных цепочек, описывается двухэкспонентной зависимостью $\tau_1 = 4$ с, $\tau_2 = 25$ с.

Работа была финансово поддержана грантом РФФ No. 16-13-10156

Нелинейные траектории интенсивности люминесценции единичных квантовых систем

Е.Ф. Мартынович

Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН

E-mail: femto@bk.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.37

В работу квантовых генераторов и усилителей оптического излучения, пассивных лазерных затворов, люминофоров, различных люминесцентных сенсоров, как правило, вовлечены большие ансамбли рабочих квантовых систем. Вместе с тем, в последнее время значительный интерес проявляется к устройствам и датчикам, в которых работают одиночные квантовые системы [1,2]. Изучение единичных центров (атомов, молекул, дефектов в кристаллических и других конденсированных средах) дает новую информацию о свойствах этих систем, в том числе, о тех свойствах, которые имеют определяющее значение для практических приложений.

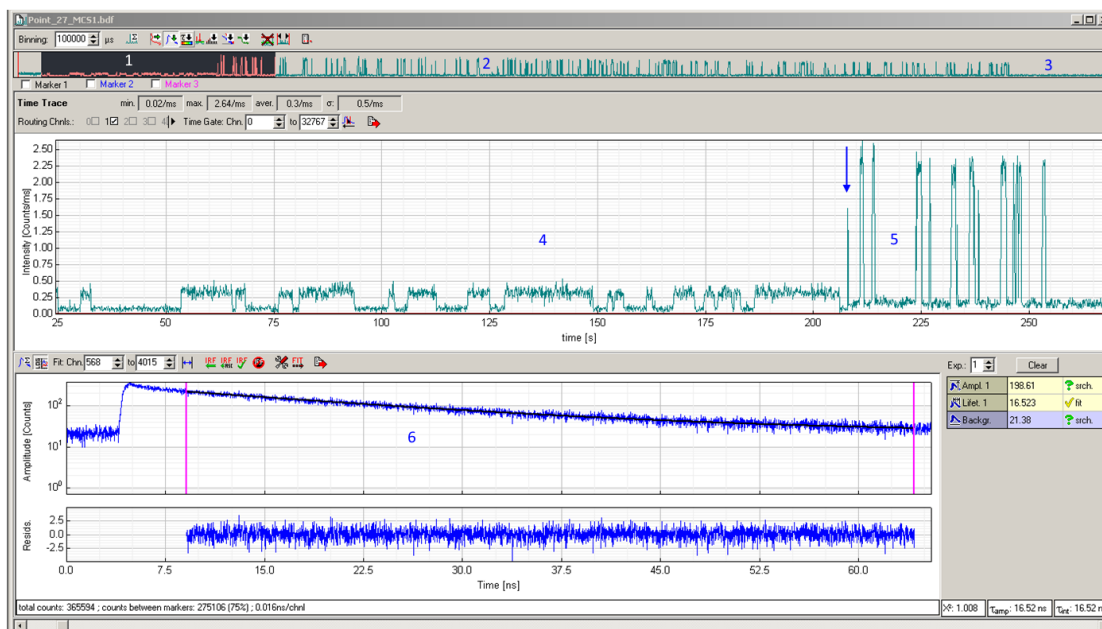


Рис. 1. Пример траектории интенсивности люминесценции единичного центра окраски в кристалле (1 – её фрагмент, выделенный черным цветом, показан ниже в увеличенном масштабе (4 и 5), 2 и 3 – продолжение траектории, 3 – фрагмент траекторий после фотохимического разрушения центра); 4 – часть траектории, записанная при низкой интенсивности возбуждения, 5 – её часть при высокой интенсивности, стрелкой показан момент переключения интенсивностей). 6 – кинетика нарастания и затухания интенсивности люминесценции исследуемого единичного центра.

В работе исследовались параметры траекторий интенсивности люминесценции одиночных центров, изучалась зависимость параметров от интенсивности возбуждения и по характеру этих зависимостей определялся механизм мерцаний.

Литература

- [1] W.E. Moerner. *Nobel Lecture* (2014) <https://www.nobelprize.org/uploads/2018/06/moerner-lecture.pdf>
- [2] F. Kaneda, P. G. Kwiat. *Science Advances*, **5** (10): eaaw8586 (2019) DOI: [10.1126/sciadv.aaw8586](https://doi.org/10.1126/sciadv.aaw8586)

Пленарная сессия

Ultrafast Fiber Amplifiers Beyond the Gain Narrowing Limit

P. Sidorenko and F.W. Wise*

*School of Applied and Engineering Physics
Cornell University*

*E-mail: frank.wise@cornell.edu

DOI: 10.31868/RFL2020.39

Two major challenges that arise in the development of ultrafast fiber amplifiers are management of the high nonlinear phase shifts encountered in stretcher-less amplification systems and (2) generation of bandwidths much broader than the gain spectrum that can be compressed to clean, sub-100-fs pulses. We will describe a new regime for amplification of ultrashort pulses in fiber that is distinguished by the use of a dynamically-evolving gain spectrum as a degree of freedom [1]. As a pulse experiences nonlinear spectral broadening, absorption and amplification actively reshape the pulse and the gain spectrum itself. We refer to this regime as gain-managed amplification. The dynamic co-evolution of the field and excited-state populations supports pulses that can broaden spectrally by almost two orders of magnitude, and well beyond the gain bandwidth, while remaining cleanly compressible to their sub-50-fs transform limit. Theory and experiments suggest that a nonlinear attractor underlies the management of the nonlinearity by the gain. Initial instruments based on this process have generated microjoule-level and 40-fs pulses [2], and 20-fs pulses appear to be possible.

Gain-managed amplification can be exploited in oscillators as well as in amplifiers. The pulse energy from mode-locked fiber oscillators based on concatenated Mamyshev regenerators (so-called Mamyshev oscillators) have risen dramatically in the past few years [3-5]. Environmentally-stable instruments that generate ~200-nJ and 40-fs pulses have been demonstrated [6]. The peak power thus reaches several megawatts, which is the highest reported for a femtosecond fiber oscillator. We now understand that gain-managed amplification underlies the generation of stable pulses at such high power in an oscillator.

Initial applications of amplifiers and lasers based on gain-managed amplification will be mentioned, along with future prospects for enhanced performance.

References

- [1] P. Sidorenko, W. Fu, and F. W. Wise, *Optica* **6**, 1328 (2019).
- [2] P. Sidorenko and F. Wise, *Opt. Lett.* **45**, 4084 (2020).
- [3] K. Regelskis, J. Želudevičius, et al, *Opt. Lett.* **40**, 5255 (2015).
- [4] I. Samartsev, A. Bordenyuk, and V. Gapontsev, "Environmentally stable seed source for high power ultrafast laser," in A. L. Glebov and P. O. Leisher, eds. (2017), p. 100850S.
- [5] Z. Liu, Z. M. Ziegler, L. G. Wright, and F. W. Wise, *Optica* **4**, 649 (2017).
- [6] P. Sidorenko, W. Fu, L. G. Wright, and F. W. Wise, "*Opt. Lett.* **43**, 2672 (2018).

High Power Narrow-Linewidth Fiber Lasers

Pu Zhou*, Wenchang Lai, Wei Liu, Can Li,
Rongtao Su, Hu Xiao, Jinyong Leng, Pengfei Ma**

*College of Advanced Interdisciplinary Studies, National University of Defense Technology,
Changsha 410073, China*

**E-mail: zhoupu203@163.com*

***E-mail: shandapengfei@126.com*

DOI: 10.31868/RFL2020.40-41

High power narrow-linewidth fiber lasers have been under intensive investigation due to their potential applications in beam combination (coherent and spectral), gravitational wave detection (GVD), nonlinear frequency conversion and so on. In this talk, we will present the progress of high power narrow-linewidth fiber lasers in our lab [1-9] in the past few years and the very recent result.

Single frequency fiber laser is a special kind of narrow-linewidth fiber lasers with unique property in coherence length. One of the main scheme for power scaling of single-frequency fiber laser is to employ master oscillator power amplifier (MOPA) scheme. In the earlier stage, power scaling is mainly limited by the Stimulated Brillouin Scattering (SBS) effect, where up to 300 Watt level has been demonstrated by using large-mode-area fiber and therein shorter fiber length [1], the threshold of SBS can also be increased by introducing strain gradient and thermal gradient in the system [2]. Because of the newly discovered transverse modal instability (TMI) effect, further power scaling is limited by both SBS and TMI effects. Recently, by using polarization-maintaining tapered Yb-doped fiber (T-YDF) and shorter seed wavelength, SBS and TMI can be well suppressed simultaneously, a 550 W single frequency fiber MOPA has been achieved with a slope efficiency of 80% [3].

The typical spectral linewidth for narrow-linewidth fiber laser is usually narrower than 0.3 nm (about 100 GHz for 1 μm laser). The output power can be significantly increased because much higher SBS threshold compared with single frequency fiber laser. There are several key issues for narrow-linewidth fiber lasers in addition to power scaling, that is, linewidth narrowing, TMI and even Stimulated Raman Scattering (SRS) effect suppressing. A kilowatt-level linearly-polarized fiber laser with a linewidth of about 1.8 GHz has been achieved [4]. The power can be increased to 2 kilowatt-level by broadening the linewidth [5]. By using tandem-pumping scheme, which will result in less heat generation and thus higher MI threshold, near 4 kilowatt-level output power has been achieved [6], but the SRS effect should be considered since much longer active fiber is required for efficient pump absorption in tandem pumped ones [7].

From the other aspect of review, Raman gain can be used for power scaling single frequency or narrow linewidth fiber amplifier with special wavelength. For example, over 1 kW narrow-linewidth 1120 nm fiber laser was obtained with slope efficiency of $\sim 77\%$ and near-diffraction-limited beam quality has been reported [8]. Single frequency fiber laser with 1120 nm wavelength was also achieved with a Raman fiber amplifier [9].

Recently, we have successfully demonstrated a diode-pumped narrow linewidth fiber amplifier. White noise modulation is employed to suppress the SBS, high-loss for HOM inside the fiber is employed to suppress the TMI, and up to 4.09 kW output power has been achieved. The output spectrum and beam quality measured at full power operation is shown in Figure 1. The SRS effect is suppressed by a factor of near 50 dB, and the linewidth is about 0.28 nm. The beam quality factor M^2 is about 1.05. To the

best of our knowledge, this is the highest output power from a narrow linewidth fiber amplifier.

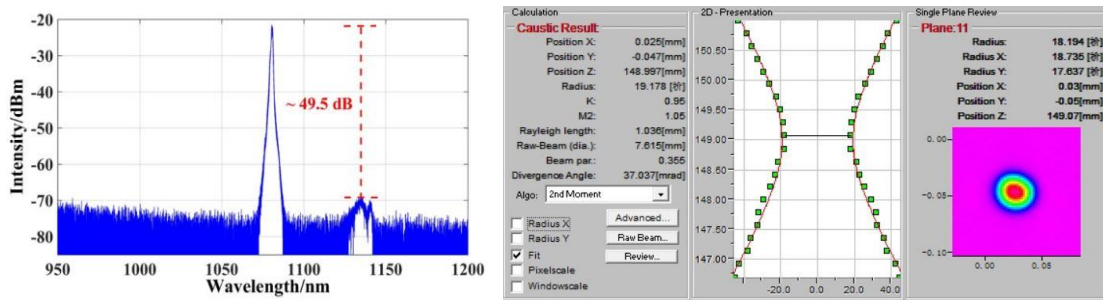


Fig. 1. Spectrum and beam quality measurement result at full power operation.

In the further work, further narrowing the linewidth with new technique [10], increasing the output power by optimizing pump scheme [11] and expanding the operating wavelength [12] will be investigated in detail.

Acknowledgment

This work reviews in this paper is sponsored National Natural Science Foundation of China (NSFC) (No. 61705264), Hunan Provincial Innovation Construct Project (No. 2019RS3017), Innovative Research Team in Natural Science Foundation of Hunan province, China (No. 2019JJ10005) and Research Plan in Key Areas of Guangdong province, China (No.2018B090904001). The authors would like to express sincere thanks to Long Huang, Yu Miao, Daren Meng, Jiixin Song, Rumao Tao, Yakun Liu, Hanwei Zhang, Man Jiang, Jian Wu, Yanxing Ma, et al. for their contribution to the work that support this talk.

References

- [1] P. Ma, P. Zhou, Y. Ma, et al. *Appl.Opt.* **52**, 4854 (2013).
- [2] L. Huang, H. Wu, R. Li, et al. *Opt. Lett.* **42**, 1-4 (2017)
- [3] W. Lai, P. Ma, W. Liu, et al. *Opt.Express*, **28**, 20908-20919 (2020)
- [4] D.Meng, W.Lai, X.He, et al. *Laser Phys.* **29**, 035103 (2019)
- [5] P.Ma, R.Tao, R.Su, et al. *Opt.Express*, **24**, 4187-4195 (2016)
- [6] P.Ma, H.Xiao, D.Meng, et al. *High Power Laser Science and Engineering*, **6**, e57 (2018)
- [7] P.Zhou, H.Xiao, J.Leng, et al. *Journal of the Optical Society of America B*, **34**, A29-A36 (2017)
- [8] Y.Miao, P.Ma, W.Liu, et al. *IEEE Access* **6**, 71988-71993 (2018)
- [9] P.Ma, Y.Miao, W.Liu, et al. *Opt. Lett.* **45**, 1974-1977 (2020)
- [10] W. Lai, P. Ma, W. Liu, et al. *IEEE Access* **8**, 71988-71993 (2020)
- [11] W. Liu, P. Ma, Y. Miao, et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **24**, 3100408 (2018)
- [12] Y.Liu, R.Su, P.Ma, et al. *Appl.Opt.* **56**, 4213 (2017)

Секция 1
«Новые среды, схемы и режимы генерации
волоконных лазеров»

Fiber Brewster Gratings and their applications in ultrafast fiber lasers

**Chengbo Mou^{1,*}, Zinan Huang¹, Qianqian Huang¹, Zhijun Yan²,
Kaiming Zhou³, Lin Zhang³, Antreas Theodosiou⁴, Kyriacos Kalli⁴**

¹Key Laboratory of Specialty Fiber Optics and Optical Access Networks, Shanghai Institute for Advanced Communication and Data Science, Joint International Research Laboratory of Specialty Fiber Optics and Advanced Communication, Shanghai University, P. R. China

²School of Optical and Electronic Information, National Engineering Laboratory for Next Generation Internet Access System, Huazhong University of Science and Technologies, P. R. China

³Aston Institute of Photonic Technologies (AIPT), Aston University, Birmingham, United Kingdom

⁴Photonics and Optical Sensors Research Laboratory, Cyprus University of Technology, Cyprus

*E-mail: mouc1@shu.edu.cn

DOI: 10.31868/RFL2020.43-44

The rapidly developing fiber laser, with its own performance and production advantages, such as excellent beam quality, high electrical and optical efficiency, fundamental compatibility with optical systems, compact structure, and low maintenance, has gradually replaced the solid-state laser in scientific research and industrial applications. A simple, effective, and reliable passive mode-locking technique for implementing an ultrafast fiber laser remains a subject of intense interest to researchers in the laser field. For this purpose, mode-locked elements based on semiconductor nonlinear optical absorption have driven the development of novel nanomaterial saturable absorber (SA) in the past few decades. However, the high cost, complicated preparation process and low damage threshold restrict the further improvement of this kind of SA. There is another ideal way to generate ultrashort pulses is to utilize techniques based on the intrinsic Kerr nonlinearity of optical fibers. Among them, the nonlinear polarization rotation method with intra-cavity polarizing elements has been extensively used due to its high power tolerance and large modulation depth.

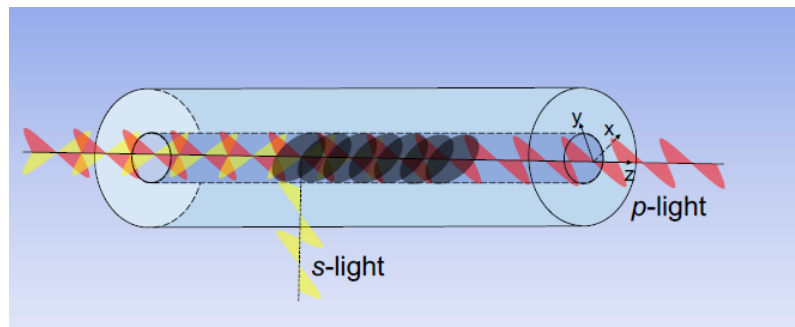


Fig. 1 The schematic of fiber Brewster grating in-fiber polarizer.

Back in 2005, 45° tilted fiber grating was first reported as an effective in-fiber polarizer [1] which is able to tap out the *s*-light and propagate the *p*-light based on the Brewster's law (Fig. 1). Compared with other types of in-fiber polarizers, the fiber Brewster grating own many unique advantages such as high polarizing efficiency, broadband responsivity, flexible wavelength adjustability, mechanical robustness and it can be adapted to most types of fiber. Then we successfully fabricated a UV-inscribed fiber Brewster grating with phase scanning technique and employ it as a polarizer to implement an all-fiber ultrafast laser (Fig. 2) [2]. In succession, we have used this kind of fiber Brewster gratings to achieve mode-locked erbium-doped fiber lasers with various operation regimes in C+L wavebands, such as different pulse shaping mechanisms (conventional solitons, stretched pulses, dissipative solitons, noise-like

pulses, etc), wavelength tunable/switchable and harmonic mode-locking. Furthermore, it also can be utilized in 1 μm and 2 μm mode-locked fiber lasers.

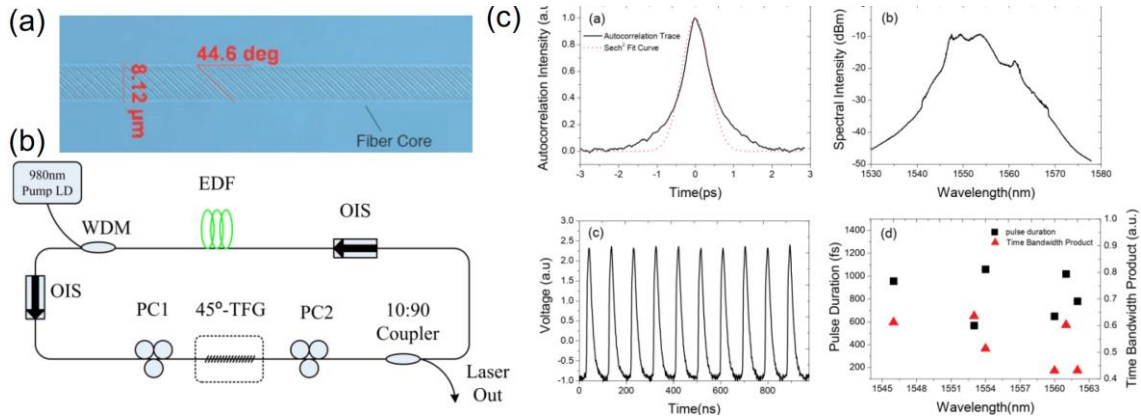


Fig. 2(a) The microscope image of the UV-inscribed fiber Brewster; the schematic (b) and measured characteristics (c) of the first all-fiber soliton mode-locked laser based on UV-inscribed fiber Brewster grating [2].

Recently, we also have carried out research on femtosecond laser direct writing fiber Brewster grating in view of some shortcomings of UV inscription. To date, we have demonstrated that femtosecond laser inscribed fiber Brewster grating can effectively mode lock an erbium-doped fiber laser [3] and a thulium-doped fiber laser [4] in soliton regimes. In addition, the dissipation soliton and noise-like pulse output have been achieved in net-normal dispersion cavity. The femtosecond laser direct writing inscription avoids the use of expensive phase masks and photosensitivity enhancement process, which provides enormous flexibility for the design of in-fiber polarizing devices. In addition, it is not necessary to strip the fiber coating to thus maintain the mechanical strength of the grating, which is conducive to the integration and reliability of fiber lasers. Efforts are underway to further improve the performances to achieve high energy mode-locked all-fiber lasers.

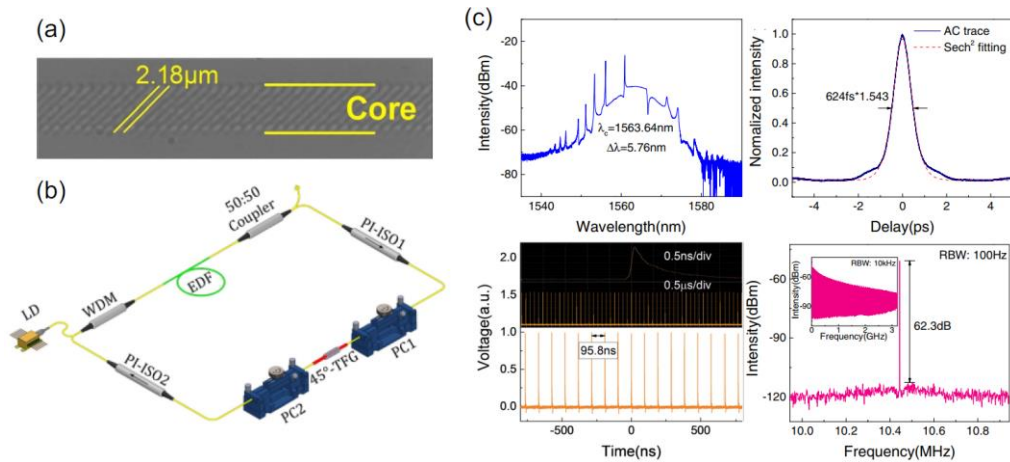


Fig. 3(a) The microscope image of the femtosecond-laser-inscribed fiber Brewster; the schematic (b) and measured characteristics (c) of the all-fiber soliton mode-locked laser based on femtosecond-laser-inscribed fiber Brewster grating [3].

The authors would like to acknowledge support from National Natural Science Foundation of China (61975107), Natural Science Foundation of Shanghai(20ZR1471500), and Ministry of Education ‘111’ project (D20031).

References

- [1] K. Zhou, G. Simpson, et al, *Opt. Lett.* **30**, 1285-1287 (2005).
- [2] C. Mou, H. Wang, B. et al, *Opt. Express* **18**, 18906-18911 (2010).
- [3] Z. Huang, Q. Huang, et al, *Opt. Lett.* **44**, 5177-5180 (2019).
- [4] N. Kanagaraj, A. Theodosiou, et al, *Laser Physics Letters* **16**, 095104 (2019).

Novel geometries and layouts of double-clad fibers for fiber lasers

**P. Peterka^{1,*}, P. Koška¹, A. A. Jasim¹, M. Grábner¹, J. Aubrecht¹, M. Kamrádek^{1,2},
O. Podrazký¹, I. Bartoň¹, F. Todorov¹, Nithyanandan Kanagaraj^{1,3},
I. Kašík¹ and P. Honzátko¹**

¹*Institute of Photonics and Electronics of the Czech Academy of Sciences*

²*Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering, Czech Technical University in Prague*

³*now in Optoelectronic Research Centre, University of Southampton, United Kingdom*

*E-mail: peterka@ufe.cz

DOI: 10.31868/RFL2020.45-46

High-power operation of fiber lasers was mainly enabled by the invention of cladding-pumping in a double-clad fiber structure. Pump absorption is enhanced by broken circular symmetry of inner cladding cross-sections and by mode-scrambling of the pump modes resulting from unconventional fiber coiling, e. g., twisted fiber on standard spool [1, 2], spiral shape coil [3] or kidney shape coil with concave and convex sections of the coil shape [4], see Fig. 1 and 2. However, theoretical studies were mostly limited to the assumption of a straight fiber until recently, when the rigorous model accounting for double-clad fiber bending and twisting was described [1, 2, 5]. Here we review the results of numerical modeling of pump absorption in various types of double-clad fibers, e. g., with cross-section shape of hexagon, stadium, and circle; two-fiber bundle (so-called GT Wave fiber structure, see Fig. 3) as well as panda fibers. We analyzed both the cases: of diode pumping where the ratio of core area to inner cladding area is usually small, and the case of tandem pumping by high-brightness fiber laser sources, where the respective ratio is usually larger. We show also our results in processing of fiber preforms by CO₂ laser in order to get almost arbitrary cross sectional shape of the inner cladding [6]. Examples of such fiber cross sections are shown in Fig. 1. Unlike the common grinding method, CO₂ laser shaping allows to achieve almost any cross section shape, namely it allows combination of concave and convex sections.

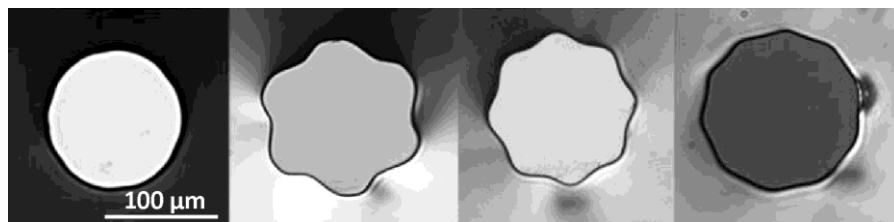


Fig. 1. Examples of noncircular fiber cross sections whose silica preforms were shaped by CO₂ laser. From left: hexagonal shapes with shallow and deeper grooves, octagonal and decagonal cross sections.

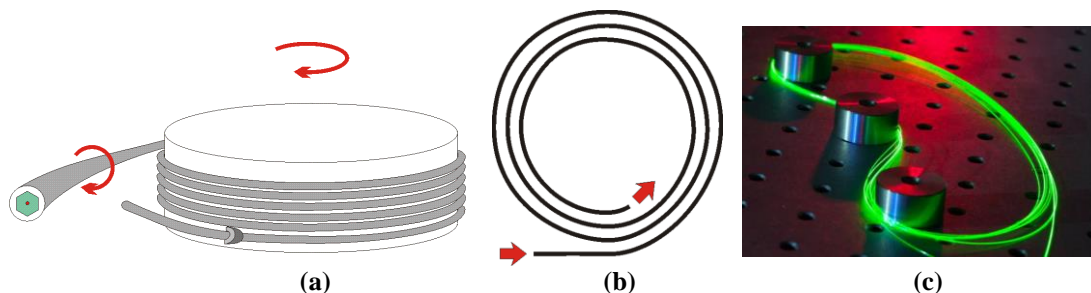


Fig. 2. Examples of fiber layout for improvement of pump absorption efficiency: (a) twisted fiber on a standard circular spool, (b) spiral spool and (c) kidney-shaped spool. The spiral spool offers slowly vary-

ing effective absorption cross section through change of the coiling diameter. Used with permission from ref. [7] (©[2019] IEEE)

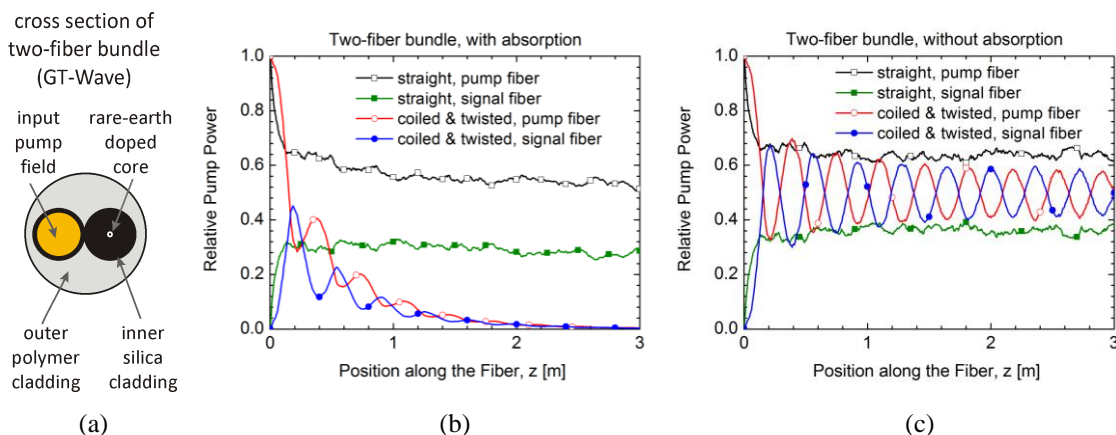


Fig. 3. (a) Cross section of the two-fiber bundle double-clad waveguide structure; the yellow part schematically represents the input pump distribution. The pump power distribution between both fibers in GT-Wave two-fiber bundle was numerically calculated either for the case of straight arrangement or for coiled and twisted fiber bundle. Two cases of signal fiber are considered, (a) without rare-earth dopants and (b) with Yb-doped core. Used with permission from ref. [1] (©[2016] IEEE)

Our model used for pump absorption efficiency optimization (against other published models which do not take into account fiber twist) has a significant application potential in the design of fiber lasers and amplifiers because double-clad fibers of shorter lengths can be used [1, 2]. This minimizes the deleterious effect of background losses and nonlinear effects. In addition, our model finally explained highly efficient pump coupling in GT-Wave fiber structure where the pump fiber is only touching the fiber with the active core, see Fig. 3(a). While only negligible absorption occurs in straight GT-Wave structure, see green line in Fig. 3(b), it is the twist of the fiber bundle that enables efficient pump absorption, see the blue line in Fig. 3(b) [1].

The new geometries and layouts shall finally result in a highly efficient laser of small footprint without the need of water cooling and holds great potential for applications with low power consumption, tightly limited space and weight requirements. The proposed design will also minimize the risk of damage of the fiber during laser operation, which is a key point in fiber based laser architecture. Portions of the work have already been presented in papers [1, 2, 7].

This work was financially supported by the Czech Science Foundation under project No. 19-03141S.

References

- [1] P. Koska, P. Peterka, and V. Doya, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **22**, 4401508 (2016).
- [2] P. Koska, et al., *Opt. Express* **24**, 102-107 (2016).
- [3] C. A. Codemard, A. Malinowski, and M. N. Zervas, in Proc. SPIE Photonics West, Fiber Lasers XIV: Technology and Systems, San Francisco, USA, 2017, p. 1008315.
- [4] H. Zellmer, et al., in Proc. *Opt. Amplifiers and Their Appl.*, Victoria, Canada, 1997, p. FAW18.
- [5] P. Koska and P. Peterka, *Opt. Quantum Electron.* **47**, 3181-3191 (2015).
- [6] A. A. Jasim, et al., *Opt. Express* **28**, 13601-13615 (2020).
- [7] P. Peterka, et al., in IEEE Proc. *21st International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*, Angers, France, 2019, p. Th.B6.1.

Yb-волоконные лазеры, излучающие в спектральном диапазоне около 0.98 мкм

С.С. Алешкина*, М.Е. Лихачев

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова*

**E-mail: sv_alesh@fo.gpi.ru*

DOI: 10.31868/RFL2020.47-48

Интерес к Yb-волоконным одномодовым лазерам на 0.98 мкм в первую очередь обусловлен перспективами использования таких источников в качестве волоконных аналогов газовым лазерам на аргоне и криптоне (путем удвоения и учетверения длины волны излучения). Кроме того, Yb-лазеры на 0.98 мкм могут быть использованы в качестве источников одномодовой накачки Er- и Yb-лазеров и усилителей.

В то же время высокие пороги генерации (являющиеся следствием работы Yb по трехуровневой лазерной схеме), большая доля непоглощенной накачки (и, как следствие, низкая эффективность), обусловленная необходимостью сокращения длины активного световода для подавления генерации в спектральной области более 1 мкм, делают Yb-лазеры на основе стандартных волоконных световодов непривлекательными с практической точки зрения. Использование конструкций специальных волоконных световодов позволяет преодолеть эти ограничения и реализовать источники не только непрерывного, но и импульсного излучения.

Так, к настоящему моменту существует несколько подходов увеличения эффективности Yb-лазеров на 0.98 мкм. Первый из них связан с увеличением области легирования относительно области распространения излучения накачки. Частным случаем этого метода выступает использование схем с одномодовой накачкой по сердцевине [1-2]. Однако в силу отсутствия мощных коммерчески доступных одномодовых диодов накачки и в силу сложности реализации волоконных схем лазеров на длинах волн накачки этот подход не получил широкого распространения. Наилучшие результаты по генерации излучения на 0.98 мкм получены при использовании схем с многомодовой накачкой и световодов с двойной отражающей оболочкой, соответственно. С целью увеличения скорости поглощения излучения накачки при сохранении одномодового режима распространения в световодах с двойной отражающей оболочкой применяются следующие методики: методика увеличения размера легированной Yb сердцевины и одновременное уменьшение апертуры сердцевины [3-6], методика использования конусных волоконных световодов [7-8], а так же методика уменьшения размера кварцевой оболочки [9]. Еще одним способом реализации мощных источников лазерного излучения на 0.98 мкм является применение в схеме лазера конструкции световода с избыточными потерями на длинах волн более 1 мкм. Так в [10] была предложена и реализована конструкция световода с фотонной запрещенной зоной, сердцевина которого обеспечивала эффективную локализацию моды на длине волны около 0.98 мкм и не обладала волноводными свойствами в спектральной области нежелательного излучения Yb (более 1 мкм).

Задача создания импульсных Yb-лазеров накладывает дополнительные условия и ограничения для генерации излучения на 0.98 мкм. Сильная обратная связь ужесточает требования эффективности подавления излучения в области

длин волн более 1 мкм и требования увеличения скорости поглощения накачки. Кроме того, использование в схемах световодов с увеличенным размером сердцевины приводит к невозможности реализации полностью волоконных схем лазера. В связи с этим недавно была разработана конструкция специального Yb-волоконного световода с легированной оболочкой [11]. Сопоставимость волноводных параметров сердцевины и оболочки световода с параметрами коммерчески доступных волоконных световодов позволило впервые реализовать полностью волоконную РМ-схему Yb-лазера пикосекундной длительности [12], а так же полностью волоконную схему лазера, поставляющего импульсы, которые могут быть сжаты до фемтосекундной [13] длительности.

Литература

- [1] M. Laroche, C. Bartolacci et.al, in *Advances in Optical Materials*, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), ATuB9 (2011)
- [2] L.B. Fu, M. Ibsen et al, in *IEEE Photonics Technology Letters* **16**(11), 2442-2444 (2004)
- [3] S.S. Aleshkina, M.E. Likhachev et.al, *Proc. SPIE* **9728**, 97281C(2016)
- [4] J. Bouillet, Y. Zaouter et.al, *Opt. Exp.* **16**(22), 17891–17902 (2008)
- [5] F. Röser, C. Jauregui et.al, *Opt. Exp.* **16**(22), 17310–17318 (2008)
- [6] N. Valero, C. Feral et.al, *Opt. Lett.* **45**, 1495-1498 (2020)
- [7] M. Leich, M. Jäger et.al, *Laser Phys. Lett.* **11**(4), 045102 (2014)
- [8] S.S. Aleshkina, A.E. Levchenko et al., in *IEEE Photonics Technology Letters* **30**(1), 127-130 (2018)
- [9] L. Kotov, V. Temyanko et.al, *Opt. Lett.*, to be published
- [10] W. Li, T. Matniyaz et.al, *Opt. Express* **27**, 24972 (2019).
- [11] S.S. Aleshkina, D.S. Lipatov et.al, *Quantum Electron.* **49**, 919 (2019)
- [12] S.S. Aleshkina, A. Fedotov et.al, *Opt. Lett.* **45**, 2275-2278 (2020)
- [13] S.S. Aleshkina, D.S. Lipatov et.al, in *IEEE Photonics Technology Letters* **32**(13), 811-814 (2020)

Искусственные рэлеевские волокна и их применение в лазерах

**С.М. Попов^{1,*}, О.В. Бутов², А.П. Базакуца²,
М.Ю. Вяткин¹, А.А. Фотиади^{3,4}, Ю.К. Чаморовский¹**

¹Фрязинский филиал института Радиотехники и Электроники им. В.А. Котельникова РАН
г. Фрязино, Россия

²Институт Радиотехники и Электроники им. В.А. Котельникова РАН г. Москва, Россия

³Ульяновский Государственный университет, г. Ульяновск, Россия

⁴University of Mons г. Монс, Бельгия

*E-mail: sergei@popov.eu.org

DOI: 10.31868/RFL2020.49-50

На данный момент оптические волокна (ОВ) находят своё применение в различных отраслях науки и техники. Помимо уже ставшего обыденным использование ОВ в информационных системах (линии связи и волоконные датчики), так же развивается использование ОВ в лазерных системах. Обычно для получения лазерной генерации используются ОВ, легированные такими ионами редкоземельных элементов, как эрбий, иттербий, висмут, тулий и пр. Последнее время активно развивается новое направление – т.н. случайные волоконные лазеры [1–3]. Данное направление фотоники стало предметом большого интереса для исследователей во всем мире в связи с тем, что случайные волоконные лазеры способны генерировать свет с уникальными эксплуатационными характеристиками, не предъявляя жестких требований к оптическому резонатору. При этом усиление достигается за счёт эффектов рассеяния Рамана [2] или рассеяния Мандельштама–Бриллюэна [3]. Обратная связь в ОВ достигается за счёт слабых стационарных («вмороженных в сетку стекла») центров рассеяния, равномерно распределенных по длине волокна (Рэлеевское рассеяние). Это приводит к тому, что резонаторы случайных лазеров строятся с использованием длинных (1–100 км) ОВ. Современные тенденции случайных волоконных лазеров связаны с переходом к лазерам с резонатором [4] на основе коротких искусственных рэлеевских оптических волокон (ОВ, содержащих массив волоконных брэгговских решёток – ВБР) [5].

Нами разработано ОВ с ВБР, запись которых производится во время процесса вытяжки ОВ [5]. Формирование массива ВБР в таком ОВ выполняется с помощью импульсного излучения эксимерного УФ-лазера, проходящего через фазовую маску. Количество ВБР на 100 метрах такого ОВ может достигать 10000 штук. Увеличение обратного сигнала по сравнению с уровнем рассеяния Рэля достигает 50 дБ на $\lambda=1550$ нм. Типичная ширина спектра отражения массива ВБР составляет величину 0.3 нм. При использовании chirпированной фазовой маски ширина спектра отражения массива достигает величины 4 нм. Расширение спектра отражения до 4 нм также возможно за счёт тейперирования ОВ с массивом ВБР. Запись массива ВБР возможна как в ОВ, вытягиваемых из фоточувствительной заготовки, так и в обычном одномодовом телекоммуникационном ОВ типа SMF–28. В последнем случае контраст записи достигает величины 25 дБ на $\lambda=1550$ нм, что значительно превышает уровень рассеяния Рэля и расширяет возможности применения такого ОВ в системах когерентной рефлектометрии [6-7].

Используя ОВ с массивом ВБР длиной 100 метров, мы получили узкополосную лазерную генерацию с шириной линии генерации менее 10 кГц на длине волны 1552 нм [8]. Дополнительно в резонатор случайного лазера был

добавлен короткий отрезок (~1 м) ОВ, легированного ионами эрбия, который использовался как динамический модовый фильтр [9]. Для получения перестраиваемой лазерной генерации в полосе до 4 нм в качестве резонатора может использоваться тейперное ОВ с массивом ВБР [10].

Запись массивов ВБР также возможно производить во время вытяжки ОВ легированного ионами эрбия [11–12]. Это позволяет создать ОВ, совмещающие в себе как повышенную отражательную способность, так и возможность формирования динамических решёток, которые крайне важны для спектральной селекции лазерного излучения. На рис. 1(а) показана частотная рефлектограмма ОВ, легированного ионами эрбия. Контраст записи достигает 30 дБ на длине волны 1547.6 нм с шириной спектра отражения до 0.3 нм. Радиочастотный спектр лазерной генерации, измеренный методом автогетеродинамирования, показан на рис. 1(б). Эффективность лазерной генерации достигает величины 2.5% при мощности накачки 300 мВт на длине волны 976 нм. Длина резонатора – 5 м.

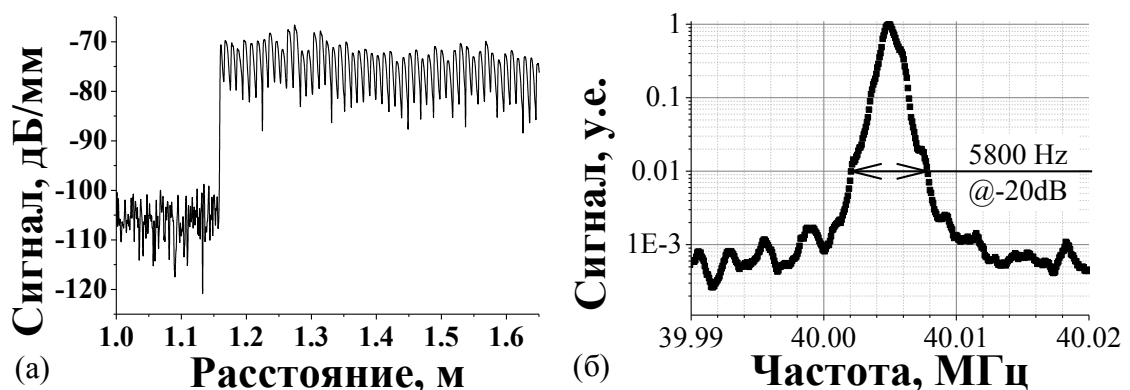


Рис. 1. Частотная рефлектограмма (а) ОВ с массивом ВБР, легированного ионами эрбия, и радиочастотный спектр лазерной генерации (б), измеренный автогетеродинамированием.

Конструкция лазера обеспечивает преобладание отражательной способности создаваемой динамической решётки инверсной населенности над стационарными центрами отражения, что позволяет эффективно осуществлять нелинейную фильтрацию непосредственно в резонаторе ОВ [12]. При этом ширина лазерной линии сужается до частотного диапазона менее 1 кГц.

Авторы благодарят сотрудников ИРЭ РАН за изготовление заготовок (проф. К.М. Голант, В.А. Аксёнов) и вытяжки экспериментальных ОВ (И.Л. Воробьёв, В.В. Волошин, А. О. Колосовский). Работа выполнена в рамках государственного задания и при частичной поддержке гранта РФФИ и ГФЕН Китая 20-57-53013. Работа А.А.Ф. поддержана грантами РНФ 18-12-00457 и РФФИ 18-42-732001 р_мк.

Литература

- [1] A.A. Fotiadi, R.V. Kiyani, *Opt. Lett.* **23**, 1805-1807 (1998)
- [2] S. Turitsyn, S. Babin, A. El-Taher, et al., *Nature Photon* **4**, 231–235 (2010)
- [3] A. Fotiadi, *Nature Photon* **4**, 204–205 (2010)
- [4] M.I. Skvortsov, S.R. Abdullina, et al., *Quantum Electron* **47**, 696–700 (2017)
- [5] I.A. Zaitsev, O.V. Butov, et al., *Journal of Comm. Tech and Electr.* **61**, 639–645 (2016)
- [6] S.M. Popov, O.V. Butov, et al., *Quantum Electron* **49**, 1127–1131 (2019)
- [7] D.R. Kharasov, D.M. Bengalskii, et al., *Quantum Electron* **50**, 510–513 (2020)
- [8] S.M. Popov, Oleg V. Butov, et al., *Results in Physics* **9**, 806-808. (2018)
- [9] I.A. Lobach, R.V. Drobyshev, et al., *Optics Letters* **42**, 4207-4210 (2017)
- [10] S.M. Popov, O.V. Butov, et al., *Results in Physics* **9**, 625-627 (2018)
- [11] S.M. Popov, O.V. Butov, et al., *Results in Physics* **16**, 102868 (2020)
- [12] S.M. Popov, O.V. Butov, et al., *Proc. SPIE* **11357**, 113571Q (1 April 2020)

Гантелевидные волоконные лазеры ультракоротких импульсов двухмикронного спектрального диапазона

**В.А. Камынин^{1,*}, А.Д. Зверев^{1,2}, С.А. Филатова¹, А.И. Трикшев¹,
Ю.Г. Глузш³, А.Г. Насибулин^{3,4}, В.Б. Цветков¹**

¹Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Россия

²МГУ имени М.В.Ломоносова Россия

³Сколковский институт науки и технологий, Россия

⁴Университет Аалто, Финляндия

*E-mail: kamyninva@gmail.com

DOI: 10.31868/RFL2020.51-52

Источники импульсного лазерного излучения двухмикронного спектрального диапазона являются предметом исследования многих научных групп в России и мире. Интерес к ним обусловлен широким спектром реализованных и перспективных применений. Особое место подобные источники занимают в перспективных медицинских системах и обработке материалов [1]. В основе большинства волоконных источников ультракоротких импульсов двухмикронного спектрального диапазона, как правило, лежат волокна, легированные тулием, гольмием или совместно тулием и гольмием.

Чаще всего такие источники основаны на кольцевых или линейных схемах с нелинейной эволюцией поляризации, нелинейными кольцевыми зеркалами, полупроводниковыми насыщающимися зеркалами, одностенными углеродными нанотрубками (ОУНТ) и т.д. Но в них используются дорогие и подверженные повреждению излучением элементы, такие как оптические изоляторы, гибридные зеркала и поляризационные делители. В отличие от вышеперечисленных, гантелевидная [2, 3] схема лазера включает в себя всего несколько стандартных соединителей и простой волоконный усилитель.

Типичная схема гантелевидного волоконного лазера показана на рис. 1. Резонатор лазера образован парой зеркал Саньяка и активным волокном, которое накачивается источником непрерывного излучения. В качестве насыщающегося поглотителя были использованы ОУНТ, полученные аэрозольным методом [4].

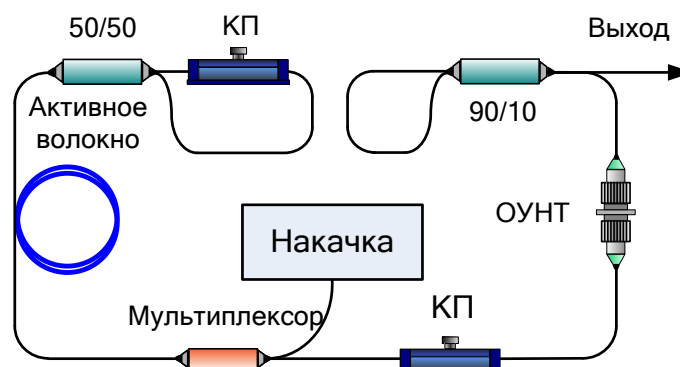


Рис. 1. Типичная схема гантелевидного волоконного лазера.

В ходе работы по исследованию данного типа лазеров, были реализованы тулиевый и гольмиевый источники УКИ. В тулиевом волоконном лазере был продемонстрирован режим, соответствующий консервативным солитонам, а

также двухдлинноволновая генерация с солитоноподобными спектрами (рис. 2, а). В гльмиевом волоконном лазере также продемонстрирована генерация солитоноподобных импульсов как на основной частоте, так и в режиме гармонической синхронизации мод.

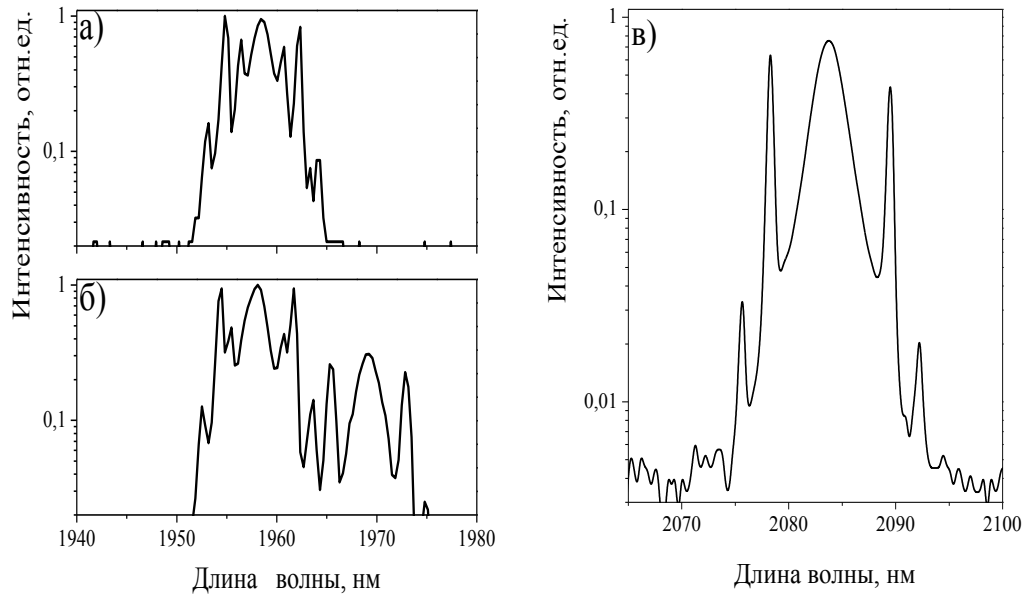


Рис. 2. Полученные оптические спектры видимого спектрального диапазона.

Были продемонстрированы режимы синхронизации мод и гармонической синхронизации мод, а также двухдлинноволновый солитонный режим генерации в гантелевидных волоконных лазерах двухмикронного спектрального диапазона.

Литература

- [1] C. Kerse, H. Kalaycioğlu et al., *Nature* **537**, 84–88 (2016)
- [2] D. Majumder, S. D. Chowdhury et al., *2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and European Quantum Electronics Conference*, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2019), paper cj_p_11.
- [3] Xu-De Wang, Qin-Mei Liang et al., *Opt. Eng.* **58(5)**, 056113 (2019)
- [4] A. Kaskela, A.G. Nasibulin et al., *Nano Lett.* **10(11)**, 4349–4355 (2010)

Усиление импульсного излучения на длине волны 2.27 мкм в Tm^{3+} теллуридном волокне

С.А. Филатова^{1,*}, В.А. Камынин¹, В.В. Колташев², Б.И. Галаган¹, С.Е. Сверчков¹,
В.В. Дорофеев³, С.Е. Моторин³, В.Б. Цветков¹, Б.И. Денкер¹

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук,

Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова

³Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девярых Российской академии наук

*E-mail: filmsim2910@gmail.com

DOI: 10.31868/RFL2020.53-54

Компактные лазерные источники, работающие в спектральном диапазоне 2.2 – 3 мкм, представляют интерес как для научных, так и для прикладных задач. Такие источники могут найти применение в спектроскопии, детектировании газов (CO , CH_4), лазерной локации, обработке материалов, медицине и т.д. [1, 2]. Исследования теллуридных стекол показывают, что волокна на их основе, легированные редкоземельными элементами, в отличие от стандартных кварцевых волокон, являются перспективной средой для лазеров и усилителей, излучающих в данном спектральном диапазоне [3, 4].

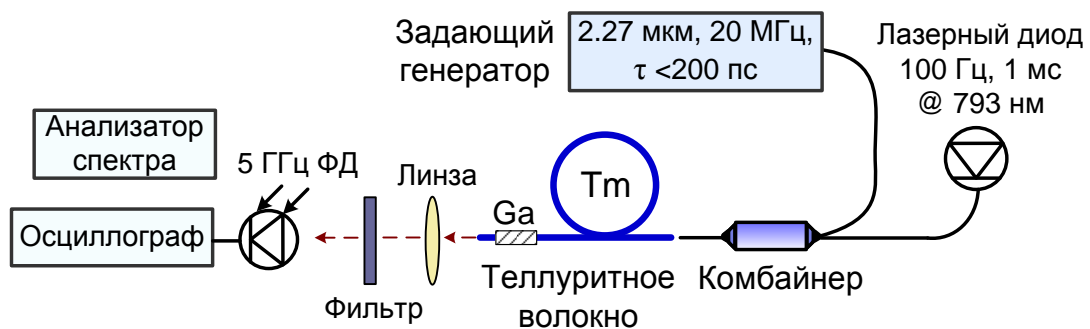


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

На Рис. 1 представлена схема экспериментальной установки по усилению импульсного излучения на длине волны 2.27 мкм в теллуридном волокне, легированном ионами тулия (Tm^{3+}). В качестве задающего генератора (ЗГ) была использована лазерная система, состоящая из гольмиевого (Ho^{3+}) волоконного лазера и усилителя, нелинейного волокна и спектрально-селективного элемента. Ho^{3+} волоконный лазер генерировал импульсное излучение на длине волны 2.07 мкм с длительностью импульсов около 1 пс и частотой следования 20 МГц. Усиленное импульсное излучение преобразовывалось в нелинейном волокне длиной 5 м с концентрацией GeO_2 в сердцевине более, чем 30 мол. %. Таким образом было получено широкополосное излучение с пиком на длине волны 2.28 мкм. Для получения спектрально-выделенного импульсного излучения была использована волоконная брэгговская решетка с высоким коэффициентом отражения на длине волны 2.27 мкм. На Рис. 2(а) представлен спектр отраженной части широкополосного излучения. Затем импульсное излучение вводилось через волоконный комбайнер в Tm^{3+} теллуридное волокно длиной 1.5 м. Оценочная мощность сигнала на входе в комбайнер составляла 30 мкВт. Концентрация ионов Tm^{3+} в теллуридном волокне составила $5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, а диаметры сердцевины и оболочки 35/100/280 мкм. Накачка Tm^{3+} усилителя осуществлялась лазерным диодом с длиной волны излучения 793 нм и мощностью 4 Вт. Излучение диода модулиро-

валось для предотвращения разрушения торцов теллуритного волокна из-за перегрева. Параметры модуляции указаны на Рис. 1.

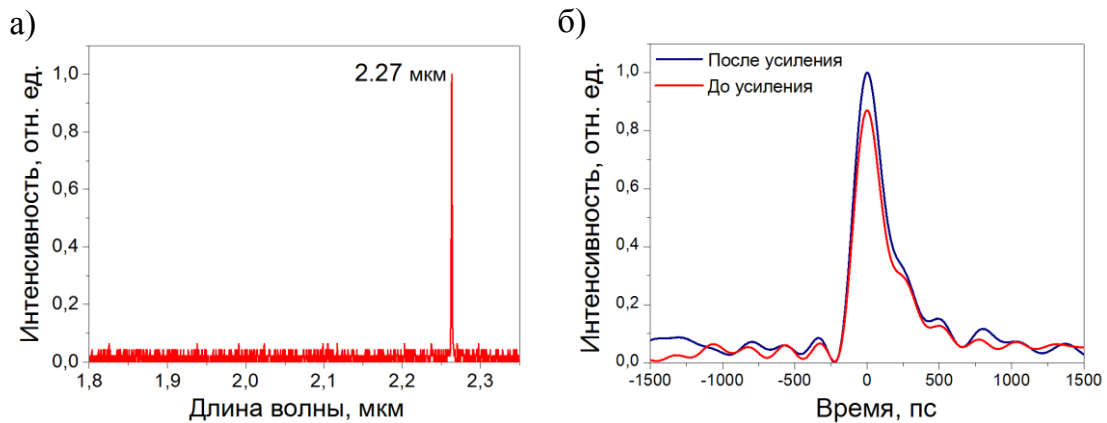


Рис. 2. (а) Отраженная часть спектра широкополосного излучения, (б) осциллограммы импульсов до и после усиления в Tm^{3+} теллуритном волокне.

На Рис. 2(б) представлены осциллограммы импульсов до и после усиления, зафиксированные с помощью 5 ГГц фотодиода (ФД). В ходе эксперимента был использован полосовой фильтр (2– 2.5 мкм), отсекающий излучение накачки, а также линза для фокусировки импульсного излучения на длине волны 2.27 мкм. Спектральный состав усиленного импульсного излучения не отличался от представленного на Рис. 2(а).

Таким образом, было продемонстрировано усиление спектрально-выделенного импульсного излучения на длине волны 2.27 мкм в теллуритном волокне, легированном ионами Tm^{3+} . Полное усиление можно оценить, как 0.8 дБ/м.

Литература

- [1] J. Ma, Z. Qin et al., *Applied Physics Reviews* **6.2**, 021317 (2019)
- [2] D.C. Sordillo, L.A. Sordillo et al., *Photonic Therapeutics and Diagnostics XII*, Proc. SPIE **9689**, 96894J (2016)
- [3] B.I. Denker, V.V. Dorofeev et al., *Laser Physics Letters*, **16(1)**, 015101 (2018)
- [4] S.V. Muravyev, E.A. Anashkina et al., *Scientific reports*, **8(1)**, 1-13 (2018)

Одномодовая накачка мощного усилителя одномодового непрерывного узкополосного излучения на маломодовом активном иттербиевом волокне как метод повышения порога модовой нестабильности

А.А. Сурин^{1,*}, И.В. Шебаршина², А.А. Мольков^{1,2}, К.Ю. Прусаков^{1,2}

¹НТО "ИРЭ-Полус", Фрязино

²Московский Физико-Технический Институт (ГУ), Москва

*E-mail: aSurin@ntoire-polus.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.55-56

Источники непрерывного лазерного излучения (ИК и видимого диапазона) с узкой спектральной линией ($\ll 1$ ГГц) широко востребованы в различных прикладных задачах и фундаментальных исследованиях, таких как, например, голография, медицина или спектроскопия. Также источники мощного (> 10 Вт) линейно-поляризованного узкополосного излучения ИК диапазона представляют особый интерес как источники накачки для получения излучения видимого диапазона в процессе нелинейно-оптического преобразования излучения в кристаллах с периодической доменной структурой.

Для получения мощного узкополосного линейно-поляризованного излучения на практике используется МОР-схема (Master Oscillator Power Amplifier: задающий лазер + усилитель) [1]. В этом случае маломощное (~ 100 мВт) излучение задающего узкополосного лазера (например, полупроводникового лазера) усиливается в активном волокне. Одной из наиболее распространённых сред для получения излучения в области 1 мкм является активное волокно, легированное ионами иттербия. Когда речь идёт об усилении узкополосного сигнала в волоконном усилителе, то усиление происходит, как правило, в нескольких усилительных каскадах, разделённых оптическими изоляторами [2], с целью не допустить усиления спонтанного излучения в обратном направлении, а также повысить порог возникновения вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ), который зависит от суммарной длины оптического тракта и интенсивности излучения. Чтобы сократить длину волокна и увеличить площадь моды, сохранив при этом величину усиления, необходимы изменения геометрии активного волокна, и это приведёт к тому, что активное волокно перестанет быть одномодовым, а станет маломодовым. Усиление узкополосного сигнала в маломодовых активных волокнах ограничено, в свою очередь, возникновением такого явления, как модовая нестабильность (МН) [3].

В данной работе развивается подход для повышения порога МН, предложенный в [4], для получения узкополосного (< 100 МГц) излучения на 1064 нм путём усиления слабого узкополосного сигнала в усилителе на маломодовом активном волокне, легированном ионами иттербия. На рисунке 1 представлена оптическая схема эксперимента. В качестве активной среды использовалось маломодовое активное волокно, легированное ионами Yb^{3+} , с концентрацией активных ионов 5400 ppm и диаметром моды 10,5 мкм, разваренное согласованным по моде пассивным волокном. На свободном конце выходного сигнального волокна был сделан косой скол для снижения обратных отражений (понижения порога ВРМБ и предотвращения паразитной генерации). Весь оптический тракт собран на волокнах, поддерживающих поляризацию.

В качестве задающего источника линейно-поляризованного излучения 1064 нм был использован полупроводниковый лазерный диод, мощность которого составляла ~ 200 мВт. В качестве источника накачки использовался непрерывный мощный линейно-поляризованный одномодовый лазер, излучающий на 1030 нм, разработки НТО «ИРЭ-Полус». Излучение задающего лазера и лазера накачки объединяется с помощью волоконного объединителя WDM (Wave Division Multiplexor).

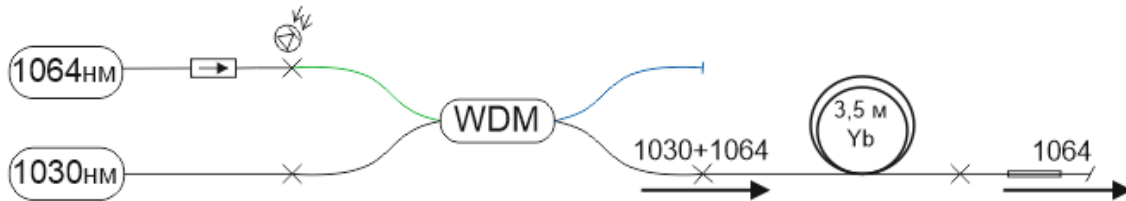


Рис. 1. Оптическая схема усилителя узкополосного излучения на длине волны 1064 нм.

В данной схеме было получено до 50 Вт линейно-поляризованного, одномодового излучения на длине волны 1064 нм с дифференциальной эффективностью 80%. При этом МН не возникла, что говорит об увеличении порога данного эффекта более, чем на порядок, по сравнению с использованием многомодовой диодной накачки усилителя на длине волны 975 нм, где порог МН достигался уже при выходной мощности менее 1 Вт. Дальнейшее повышение выходной мощности в представленной оптической схеме ограничивается возрастанием обратного сигнала, которое обусловлено возникновением в схеме ВРМБ.

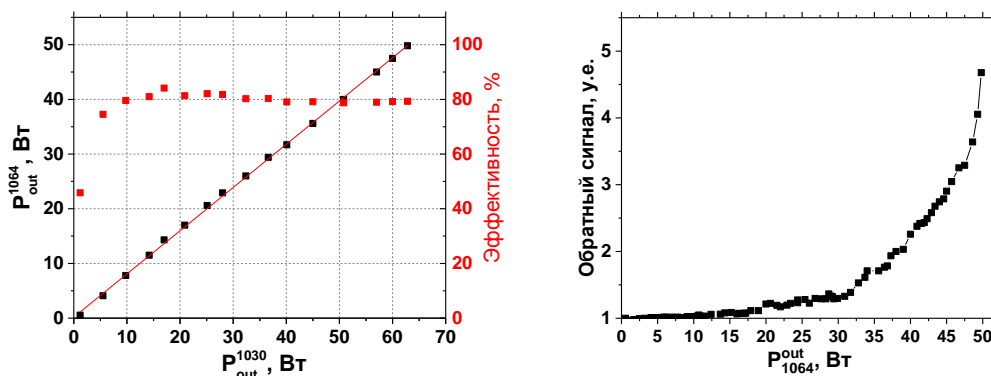


Рис. 2. Зависимость полученной выходной мощности излучения на длине волны 1064 нм и эффективность преобразования в зависимости от мощности одномодовой накачки на 1030 нм (слева); возрастание обратного сигнала в зависимости от выходной мощности (справа).

Авторы выражают благодарность руководству НТО «ИРЭ-Полус» за поддержку данных исследований.

Литература

- [1] J. Li, S. H. Yang et al, *Laser Phys.* **20**, 1806–1809 (2010)
- [2] L. Zhang, S. Cui et al, *Opt. Express* **21**, 5456 (2013)
- [3] M. Kuznetsov, O. Vershinin et al, *Opt. Express* **22**, 29714 (2014)
- [4] A. A. Surin, A. A. Molkov et al, *Quantum Electron.* **48**, 1095–1098 (2018)

Характеризация динамических решеток инверсии населенности в иттербиевом волокне

Р.В. Дробышев*, И.А. Лобач, С.И. Каблуков

Институт автоматизации и электрометрии СО РАН

*E-mail: r.drobyshev@mail.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.57-58

Усиление и обратная связь определяют характеристики генерации в лазерных системах. Необычные лазерные характеристики наблюдаются, когда обратная связь в лазере в виде динамических решеток показателя преломления и/или усиления формируется генерируемым излучением. В частности, было показано, что динамическая распределенная связь в волоконных лазерах приводит к регулярной динамике спектра генерации – самосканированию частоты [1]. Было установлено, что решетка инверсии состоит из двух компонент: амплитудной и фазовой [1]. Амплитудная решетка (решетка усиления) обусловлена пространственным выжиганием дыр и способствует затуханию моды, записавшей решетку, а фазовая решетка (решетка показателя преломления) выводит в генерацию соседнюю моду, которая потом создает свою решетку инверсии. Таким образом спектр отражения динамической решетки меняется со временем, и положение его пика определяет частоту генерации, что приводит к перестройке частоты лазера. Динамические решетки уже изучались ранее: были сделаны оценки их коэффициента отражения как при помощи моделирования [2], так и экспериментально [3]. Однако формирование динамических структур непосредственно в схемах сканирующего лазера не всегда удобно, поскольку накладывает определённые требования к конфигурации резонатора. В частности, необходимо подбирать коэффициенты отражения зеркал и длины активных и пассивных волокон. По этой причине, для изучения свойств динамических решеток удобнее формировать их с помощью внешнего источника излучения в схеме интерферометра.

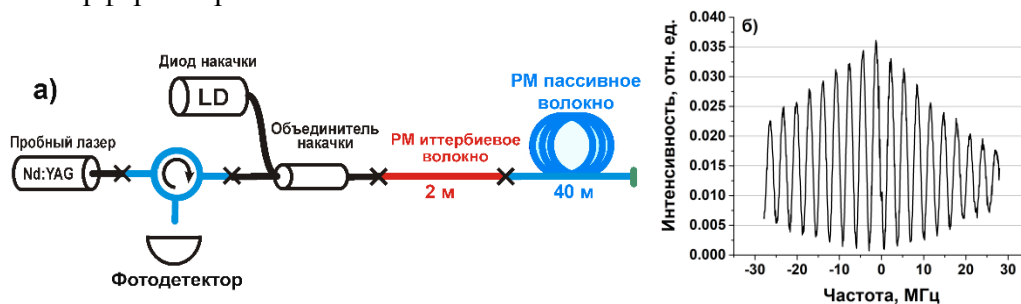


Рис. 1 а) Схема экспериментальной установки, б) спектр отраженного сигнала

Схема для изучения динамических структур инверсии населенности в активном волокне представлена на Рис.1а. Решетка инверсии в данном случае возникает в активной среде благодаря влиянию стоячей волны, появившейся вследствие отражения излучения одночастотного Nd:YAG лазера от торца сколотого под прямым углом пассивного волокна. Инверсная населённость в активном волокне (Nufern PM-YDF-5/130-VIII) длиной около 2 м достигается за счет ввода многомодового излучения с длиной волны 970 нм. После формирования решетки в течение длительного времени происходит ее считывание, которое осуществляется с помощью того же самого источника, но уже при перестройке частоты генерации. Это позволяет прописать часть спектра

решетки шириной около ~ 50 МГц [3]. Стоит отметить, что длительность записи динамических решеток (~ 4 мс) превосходит их время жизни, поэтому можно утверждать, что в момент тестирования решетки в среде существует только одна динамическая решетка. В то же время сам процесс тестирования должен быть достаточно быстрым по времени (~ 300 мкс), чтобы не произошло искажения спектра отражения из-за её релаксации. Характерный спектр сигнала, регистрируемого фотодетектором, представлен на Рис.1б. Регистрируемый сигнал является результатом интерференции двух волн, отраженных от динамической решетки и от выходного зеркала (торца волокна). Коэффициенты отражения скола и решетки сравнимы друг с другом, поэтому результат интерференции выглядит в виде гармонических осцилляций. Период интерференции определяется разностью оптических путей между двух отражателей. Интерференционная картина в форме огибающей несет информацию об амплитуде и ширине спектра отражения динамической решетки, а в фазе высокочастотных осцилляций – об относительном влиянии решеток усиления и показателя преломления. Для удобства извлечения параметров огибающей и фазы осцилляций из сигнала интерференции в схему был добавлен кусок пассивного волокна длиной 40 метров, позволивший увеличить частоту осцилляций в интерференционной картине. Результат обработки серии измерений представлен на Рис. 2. На рисунке 2а представлен характерный спектр динамической решетки при среднем уровне мощности накачки. На рисунке 2б показана зависимость коэффициента отражения динамической решетки и фазы высокочастотных осцилляций интерференционной картины от мощности накачки.

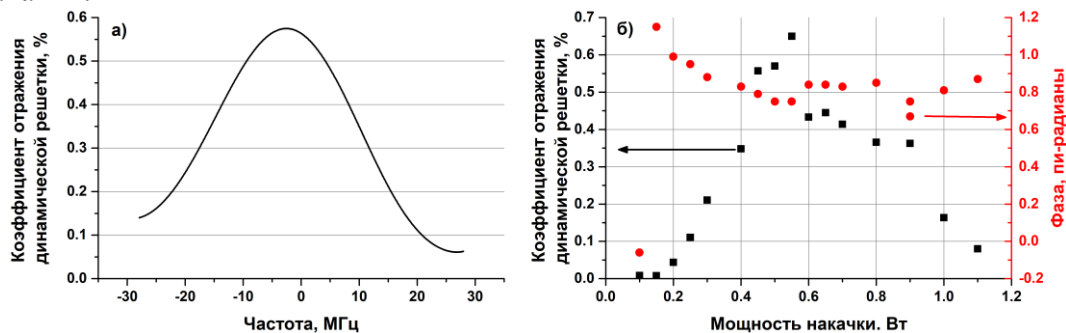


Рис. 2. а) Характерный спектр динамической решетки и б) амплитуда и фаза динамической решетки при разных мощностях накачки активной среды.

Главным результатом является то, что фаза почти не меняется, за исключением скачка на мощности 0.15 Вт, следовательно, отношение фазовой и амплитудной решеток остается постоянным. Скачок фазы обусловлен переходом от инверсной решетки поглощения к решетке усиления. Измерение модуляции показателя преломления также показало эквивалентность подходов, а величина модуляции соответствует результатам измерений этой величины в динамической решетке самосканирующего лазера, где она составила $\Delta n \sim 3 \cdot 10^{-8}$ [3].

Более подробное описание схемы измерения характеристик динамических решеток и полученных результатов будут представлены в докладе.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-12-00243).

Литература

- [1] I.A. Lobach, et al., *Laser Physics Letters*, **11**, 045103 (2014)
- [2] P. Peterka, et al., *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 24, 3, 902608 (2018)
- [3] R.V. Drobyshev, et al., *Opt. Express*, **27**, 21335-21346 (2019)

Узкополосный линейно-поляризованный эрбиевый волоконный лазер с самосканированием длины волны вблизи 1.6 мкм

Е.К. Каширина^{1,2,*}, И.А. Лобач¹, С.И. Каблуков¹

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН

²Новосибирский государственный технический университет

*E-mail: kashirinae.konst@gmail.com

DOI: 10.31868/RFL2020.59-60

Лазеры с самосканированием длины волны представляют подвид перестраиваемых лазеров, в которых перестройка происходит спонтанно за счет внутренних процессов без использования специальных управляемых извне селективных элементов. Явление самосканирования было обнаружено ещё на заре лазерной эпохи при исследовании рубиновых лазеров, однако оно не привело к появлению как-либо практических применений из-за малой ширины контура усиления в рубиновых лазерах. С обнаружением этого явления в волоконных лазерах, в которых ширина контура усиления достигает десятков нанометров, интерес к исследованию таких лазеров возобновился. Например, в иттербиевом [1] и тулиево-эрибиевом [2] лазерах ширина области самосканирования превысила 20 нм. Среди всех волоконных лазеров особый интерес вызывают эрбиевые лазеры, которые работают в области минимума потерь кварцевых волокон. По этой причине, на протяжении многих лет такие лазеры служили мотором развития волоконной оптики. При получении самосканирования длины волны в эрбиевых лазерах исследователи столкнулись с существенными трудностями. В единственной конфигурации эрбиевого лазера с самосканированием длины волны, реализованной до настоящего времени [3], авторам для получения эффекта пришлось добавить отрезок тулиевого волокна. При этом диапазон сканирования не превышал 0.5 нм, а область сканирования выбиралась путем перестройки дополнительного внутривибраторного фильтра от 1.54 до 1.57 мкм.

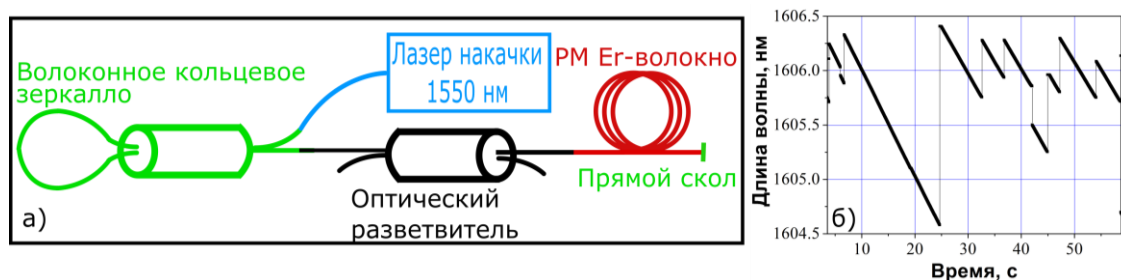


Рис. 1. Схема волоконного Er-лазера с самосканированием частоты (а) и зависимость длины волны от времени (б).

В настоящей работе мы впервые продемонстрировали самосканирующий эрбиевый волоконный лазер в стандартной конфигурации (Рис. 1а), в которой не используются дополнительных активных волокон. Активной средой лазера было высоколегированное Er-волокно с одинарной оболочкой IFX-EDF-HD-PM (iXblue photonics) длиной 11 м, с поглощением в максимуме на длине волны 1530 нм ~83 дБ/м. Накачка осуществлялась в край полосы поглощения другим непрерывным эрбиевым лазером с длиной волны генерации 1550 нм и линейной поляризацией излучения через волоконное кольцевое зеркало на основе спектрально-селективного разветвителя 1550/1790. Последний элемент также выполнял роль

плотного зеркала для излучения генерации. Вторым зеркалом резонатора выступал торец, сколотого под прямым углом, активного волокна. Дополнительный волоконный разветвитель 95/5 использовался для измерения параметров генерируемого излучения. Все элементы были выполнены из волокна с сохранением поляризации.

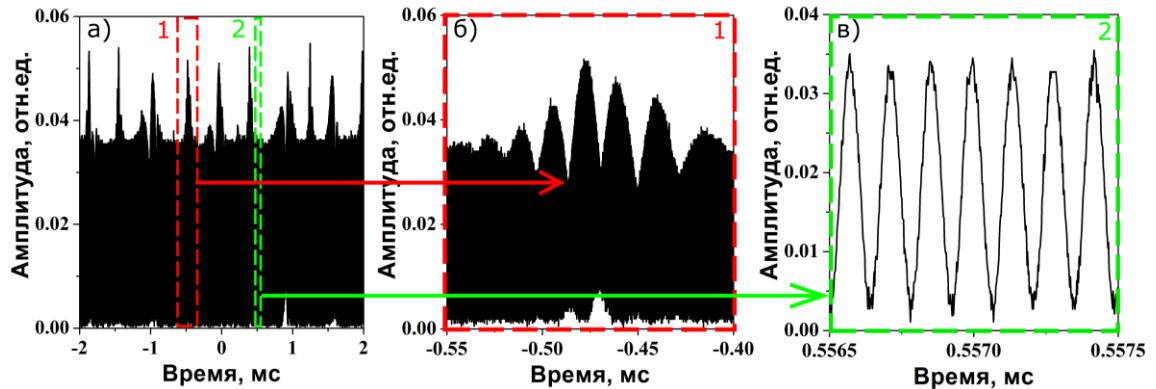


Рис. 2. Временная динамика интенсивности на разных масштабах времени.

Было установлено, что лазер генерирует излучение вблизи длины волны 1606 нм с диапазоном сканирования около 1 нм и скоростью ~ 0.1 нм/сек (Рис. 1б). При этом наблюдался режим обратного сканирования, в котором длина волны уменьшается во времени. Пороговая мощность накачки на входе в активное волокно составила ~ 800 мВт, а выходная мощность генерации ~ 25 мВт. Отличительной особенностью данного лазера является временная динамика интенсивности, представленная на Рис. 2. Вместо генерируемых в других лазерах с самосканированием длины волны импульсов [1,2] наблюдается квазинепрерывная генерация с периодическими всплесками интенсивности (Рис. 2б). Период следования всплесков ~ 2 кГц. В промежутках между такими всплесками интенсивность излучения изменяется по гармоническому закону (Рис. 2в). Данная зависимость интенсивности от времени, а так же Фурье-анализ показывают, что лазер генерирует преимущественно две соседние продольные моды с расстояниями ~ 7.1 МГц, что соответствует длине резонатора 14.5 м. Можно предположить, что во время очередного всплеска происходит смена низкочастотной компоненты спектра на соседнюю более высокочастотную. Такое периодическое изменение частоты генерации проявляется в виде эффекта самосканирования.

Также было изучено состояние поляризации генерируемого излучения при помощи делителя поляризации. Оказалось, что, несмотря на отсутствие поляризующих элементов в схеме, выходное излучение имеет линейную поляризацию (дискриминация второй поляризационной моды составила ~ 17 dB), что может быть связано с линейной поляризацией излучения лазера накачки.

Подробное описание экспериментов и полученных результатов будет представлено в докладе.

Исследование выполнено в рамках гранта Российского научного фонда (проект № 18-12-00243)

Литература

- [1] I. A. Lobach, A. Yu. Tkachenko et al, *Laser Phys. Lett.* **13**, 1-7 (2016)
- [2] A. E. Budarnykh, A. D. Vladimirskaia et al, *Opt. Lett.* **43**, 5307-5310 (2018)
- [3] P. Navratil, P. Peterkaa et al, *Opto-Electronics Review* **26**, 29–34 (2018)

Линейно-поляризованный гольмиевый волоконный лазер с самосканированием длины волны вблизи 2,09 мкм

А.Д. Владимирская^{1,2,*}, И.А. Лобач¹, С.И. Каблуков¹

¹Институт автоматки и электрометрии СО РАН

²Новосибирский государственный технический университет

*E-mail: anastasiavladimirskaya97@gmail.com

DOI: 10.31868/RFL2020.61-62

В настоящее время особый интерес представляют источники излучения вблизи 2 мкм. В первую очередь это связано с тем, что в данной области находятся линии поглощения воды и диоксида углерода. Анализ спектрального состава данных элементов может использоваться как в биоатмосферном анализе, так и в медицине. Ранее уже было обнаружено, что по анализу изотопов диоксида углерода в выдыхаемом человеком воздухе возможно определить наличие в организме бактерий *Helicobacter Piloni* [1]. При проведении данного дыхательного теста измеряется относительная разница между соотношением ^{13}C и ^{12}C в исследуемой пробе и стандартным изотопным соотношением. Определение соотношения изотопов в отобранных образцах можно осуществлять лазерные спектрометры. В качестве источника для такого спектрометра может выступать перестраиваемый лазер с генерацией в области 2 мкм. Существуют различные методы обеспечения перестройки длины волны лазерной генерации. Самый распространенный метод - это использование внешних управляющих элементов, таких как дифракционные решетки, волоконные брэгговские решетки или интерферометры. Другим методом обеспечения оптической перестройки является использование эффекта самосканирования длины волны, что в волоконном исполнении было продемонстрировано менее 10 лет назад [2]. Для получения лазерной генерации в области 2 мкм можно использовать гольмиевую активную среду. Гольмиевый волоконный самосканирующий лазер с генерацией в области 2100 нм ранее был представлен в работе [3]. Однако стабильность генерации в представленной схеме нарушается под влиянием теплового и механического воздействия, что затрудняет использование данного источника для продолжительных измерений. Такая нестабильность, вероятно, связана с использованием волокна без поддержки поляризации.

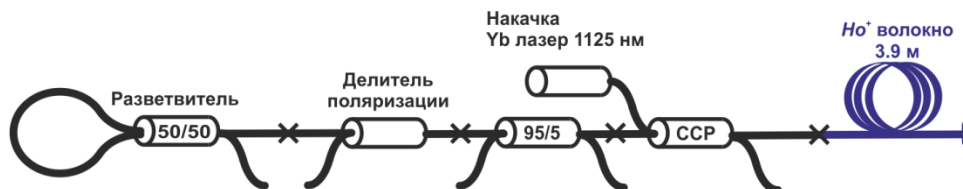


Рис. 1. Схема волоконного гольмиевого лазера с самосканированием длины волны.

Для предотвращения влияния механических деформаций на выходную генерацию в настоящей работе был реализован волоконный самосканирующий гольмиевый лазер с генерацией на основе волокна с сохранением поляризации. В качестве активного волокна использовалось 3.9 м волокна легированного ионами гольмия (IXBlue IXF-HDF-PM-8-125). Диаметр сердцевины составляет 8 мкм. Поглощение на длине волны 1125 нм составило 8,9 дБ/м. В качестве накачки выступал иттербиевый волоконный лазер с длиной волны генерации 1125 нм и

максимальной выходной мощностью 4.8 Вт. Накачка лазера существенно отличается от работы [3], где для этих целей использовался тулиевый волоконный лазер с генераций в области 2020-2030 нм. Резонатор был образован плотным зеркалом, состоящим из разветвителя 50/50 на длине волны 2000 нм и слабоотражающим прямым сколом волокна (Рис. 1). Для эффективного заведения накачки использовался спектрально-селективный разветвитель (ССР) 1310/1960. Неидеальность параметров ССР в основном влияет на эффективность ввода излучение накачки. В схеме также присутствует делитель поляризации, который задает линейное поляризационное состояние выходного излучения. Для эффективного измерения лазерных характеристик в лазерной схеме находится разветвитель 5%, через порты которого фиксируются измерения.

При мощности накачки от 0.75 до 1.05 Вт был получен режим обратного сканирования длины волны вблизи 2.09 мкм. Область и скорость сканирования достигали порядка 5 нм и 1.1 нм/сек соответственно (рис. 2а), что близко к результатам работы [3] Выходная мощность генерации со стороны прямого скола достигала 150 мВт. Динамика интенсивности представляет собой квазинепрерывный сигнал, что отличается от результатов работы [3], где выходная генерация представляет собой самопульсации, которые обычно наблюдаются в режиме самоканирования длины волны. Также стоит отметить, что режим работы лазера продолжался в течении длительного времени (более 1 часа), то также отличается от работы [3], где продолжительность работы ограничивалась несколькими минутами.

Более подробное описание схемы лазера и его характеристик будет дано во время доклада. Ожидается, что разработанный перестраиваемый источник может быть использован для спектроскопии 12- и 13- изотопов диоксида углерода (рис. 2б).

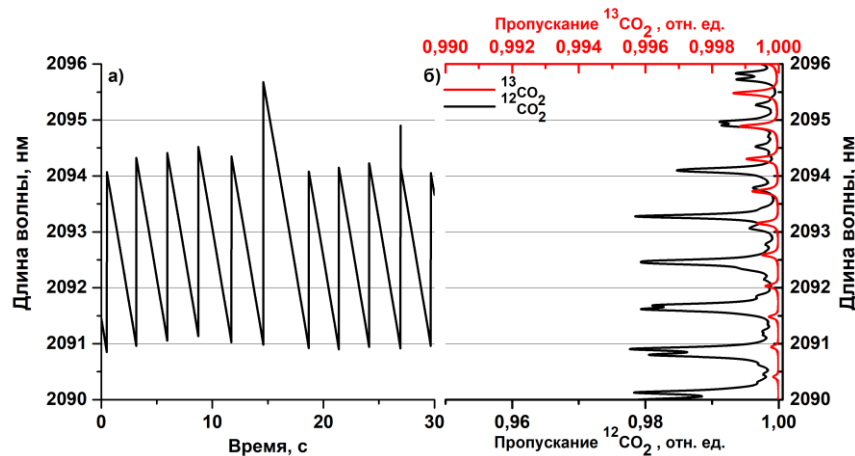


Рис. 2. Спектральная динамика лазерной генерации (а) и спектры пропускания 12– и 13– изотопов диоксида углерода (б).

Авторы выражают благодарность к.ф.-м.н. В.А. Камынину за предоставленный волоконный иттербиевый лазер накачки. Исследование было поддержано грантом РФФИ №20-32-70058.

Литература

- [1] D.Y. Graham, P.D. Klein, et al, *The Lancet*, **329(8543)**, 1174-1177 (1987)
- [2] I.A. Lobach, S.I. Kablukov, et al, *Opt. Express* **19**, 17632-17640 (2011)
- [3] J. Aubrecht, P. Peterka, et al, *Opt. Express* **25**, 4120–5 (2017)

Эффект насыщения выходной мощности волоконных Er-Yb лазеров

А.А. Сурин^{1,*}, Н.В. Коваленко^{1,2}

¹НТО "ИРЭ-Полус", Фрязино

²Московский Физико-Технический Институт (ГУ), Москва

*E-mail: aSurin@ntoire-polus.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.63-64

Одним из эффектов, ограничивающих выходную мощность излучения, которую можно получить в лазерах на основе эрбиевых и иттербий-эрбиевых активных сред является насыщение, теоретически предсказанное в работах [1,2]. В обеих работах эффект объясняется существованием «узкого места», ограничивающего передачу возбуждения накачки к рабочему уровню. В работе [1] сказано, что для чисто эрбиевых сред таким местом является переход между уровнями $^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$. Для иттербий-эрбиевых сред в более общем виде ограничением является скорость передачи возбуждения от Yb к уровню $^4I_{13/2}$ Er [2].

В данной работе впервые, по мнению авторов, представлены экспериментальные наблюдения данного эффекта в лазере на Yb-Er волокне, а также теоретически выведена формула для оценки мощности насыщения, расчёт по которой согласуется с экспериментальными результатами.

На рис.1 приведена оптическая схема эксперимента. Было собрано 3 лазера, по представленной оптической схеме, состоящей из иттербий-эрбиевого активного волокна, волоконных брэгговских решеток и волоконного поляризатора. Весь оптический тракт собран на волокне, поддерживающем поляризацию. Параметры используемых активных волокон приведены в таб.1. Накачка лазеров производилась на длинах волн 1065 и 1070 нм одномодовым излучением в сердцевину активного волокна.

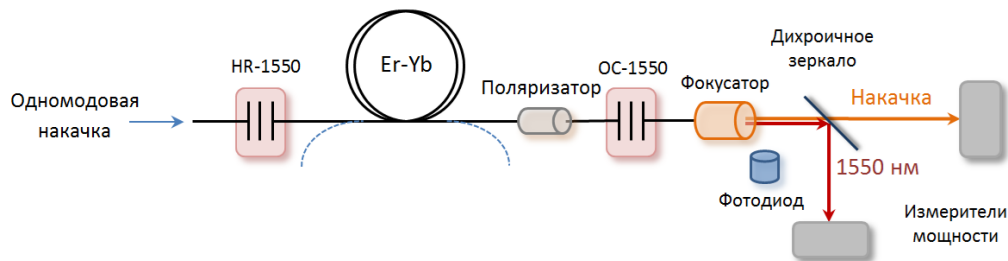


Рис. 1. Оптическая схема лазера на 1550 нм.

На рис.2 представлена ватт-ваттная характеристика лазера с активной схемой длиной 5м. Мощность сигнального излучения 1550 нм при малых мощностях накачки возрастает с дифференциальной эффективностью 27% и выходит на насыщение при ~15 Вт. Мощность излучения 1065 нм на выходе растет при мощности накачки больше 50 Вт линейно с эффективностью 50%. Эффект насыщения наблюдается в каждом из приведенных экспериментов, в таблице 1 приведены мощности насыщения для каждого лазера.

Выходная мощность лазерной системы ограничена, так как количество ионов эрбия, участвующих в генерации, ограничено и существует конечное время, за которое ион может получить энергию и передать часть её во внешнюю среду в виде электромагнитного излучения, перейдя при этом обратно в невозбуждённое состояние.

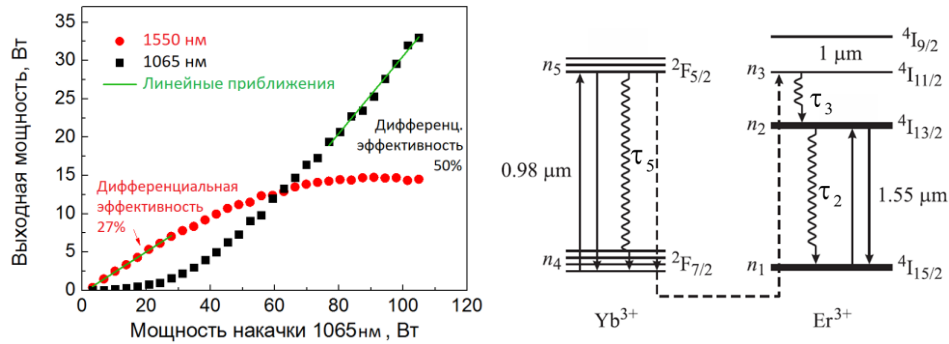


Рис. 2. Зависимость мощности излучения на 1550нм и остаточной мощности накачки на 1065нм от мощности накачки (слева) и схема энергетических уровней в иттербий-эрбиевой активной среде (справа).

Основываясь на предположении, что узким местом генерации является переход ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ (рис.2), может быть получена формула для мощности насыщения P_{sat} :

$$P_{sat} = \frac{hc N_{Er}}{\lambda_s \tau_3} \left(1 + \frac{\sigma_{Yb}^e}{\sigma_{Yb}^a} \left(1 + \frac{\sigma_{Er}^a}{\sigma_{Er}^e} \right) \right)^{-1}$$

Где N_{Er} - количество ионов эрбия в среде, τ_3 - время жизни на уровне ${}^4I_{11/2}$, λ_s - длина волны сигнала, $\sigma_{Er}^a, \sigma_{Er}^e, \sigma_{Yb}^a, \sigma_{Yb}^e$ - сечения поглощения и люминесценции рабочих уровней эрбия и иттербия соответственно, h – постоянная Планка, c – скорость света.

На основе экспериментальных данных и предложенной формулы нами было оценено время жизни уровня ${}^4I_{11/2}$ (таб.1). Видно, что для активных схем с различными количествами ионов эрбия и длиной волны накачки мощности насыщения значительно различаются P_{sat} , однако восстановленные времена жизни τ_3 , как и должно быть имеют приблизительно одинаковые значения. В мировой литературе данное время для фосфатных стекол сред лежит в диапазоне 1-3 мкс [1,3].

Таблица 1. Экспериментальные и теоретические результаты

Длина, м	Диаметр жилы, мкм	Концентрация ионов эрбия, ppm	Длина волны накачки, нм	P_{sat} , Вт (эксперимент)	τ_3 , мкс (расчёт)
4	9,1	230	1070	1,7	1,53
6	9,1	230	1070	2,5	1,56
5	18	300	1065	15	1,38

Авторы выражают благодарность руководству НТО «ИРЭ-Полус» за поддержку данных исследований.

Литература

- [1] R.S. Quimby, *Applied Optics*, **30** (18), 2546-2552 (1991)
- [2] E. Yahel, A. Hardy, *Journal of lightwave technology*, **21**(9), 2044-2052 (2003)
- [3] Н.Е. Алексеев, В.П. Гапонцев, М.Е. Жаботинский, *Лазерные фосфатные стекла*, М.: Наука, 352 с. (1980)

Одночастотный волоконный лазер с коротким резонатором, изготовленный на основе фоточувствительного Er/Yb фосфоросиликатного световода

А.А. Рыбалтовский¹, Д.С. Липатов², М.Е. Белкин³, О.В. Бутов¹

¹Институт Радиотехники и Электроники им. В.А. Котельникова РАН

²Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девятовых РАН

³МИРЭА – Российский технологический университет

*E-mail: obutov@mail.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.65-66

Одночастотные волоконные лазеры представляют большой интерес для применения в телекоммуникационном диапазоне длин волн (1500–1600 нм) в качестве компактных, малозумящих и помехоустойчивых источников эталонного сигнала. Длина резонатора одночастотных волоконных лазеров составляет обычно несколько сантиметров, а в качестве основы для их изготовления чаще всего применяются высоколегированные эрбиевые световоды. Однако из-за высокой вероятности ап-конверсионных процессов в таких лазерах нередко возникает самопроизвольный импульсный режим генерации, являющийся существенным ограничением для их практического использования [1]. Таким образом, решение проблемы создания непрерывных одночастотных лазеров во многом зависит от успехов в области разработки активных световодов с оптимальным составом стекла сердцевины.

Заготовка (преформа) экспериментального световода была изготовлена методом модифицированного химического осаждения из газовой фазы (MCVD), с осаждением всех составляющих стекло компонентов из газовой фазы. В качестве прекурсоров использовались легкокипящие SiCl_4 , POCl_3 , CCl_4 , $\text{C}_2\text{F}_3\text{Cl}_3$, а также мало-летучие хелаты - $\text{Er}(\text{thd})_3$ и $\text{Yb}(\text{thd})_3$. Изготовление стекла сердцевины путем последовательного осаждения тонких слоев фосфоросиликатной матрицы, каждый из которых дополнительно пропитывался оксидами эрбия и иттербия, обеспечило итоговую высокую концентрацию активных ионов. При концентрации оксида фосфора 11 мол. % значения концентраций оксидов эрбия и иттербия в сердцевине заготовки составили 0.1 и 0.8 мол. % соответственно.

Из заготовки был вытянут одномодовый световод с внешним диаметром кварцевой оболочки 125 мкм, длиной волны отсечки высшей моды сердцевины ~ 950 нм и разностью показателей преломления сердцевины и оболочки ~ 0.014. Интенсивность поглощения на длине волны 976 нм в световоде составила ~ 1500 дБ/м, а интенсивность поглощения ионов эрбия в пике на длине волны 1535 нм - 60 дБ/м. Уровень «серых» оптических потерь в световоде не превышал 0.04 дБ/м.

Резонатор волоконного лазера типа Фабри-Перо был сформирован целиком на отрезке активного световода общей длиной ~ 3 см. На расстоянии ~9 мм друг от друга были записаны две волоконные брэгговские решётки показателя преломления длиной 10 мм каждая с коэффициентами отражения 99.9 и 94.3 %, выполняющие функцию «глухого» и выходного зеркал резонатора соответственно. Запись решёток осуществлялась с помощью прошедшего через фазовую маску с периодом 1072 нм фокусированного лазерного импульсного УФ-излучения с плотностью энергии в импульсе 150 мДж/см². В качестве

источника такого излучения использовался эксимерный ArF лазер Coherent COMPEXPro, генерирующий на длине волны 193 нм импульсы длительностью ~ 20 нс с частотой повторения 10 Гц. Для повышения фоточувствительности к УФ-облучению образец активного световода предварительно выдерживался в атмосфере молекулярного водорода при температуре 373К и давлении 12 МПа в течение 24 часов до полного насыщения сердцевины водородом.

Для накачки лазерного резонатора использовалась волоконная схема, описанная в [1]. Излучение накачки вводилось через волоконный фильтр-мультиплексор 976/1550 навстречу распространению излучения волоконного лазера. Источником ИК-излучения с длиной волны 976 нм в настоящей работе являлся лазерный диод Gooch & Housego D500-0976-SM с максимальной выходной мощностью 600 мВт. Пороговое значение мощности накачки, при котором возникала лазерная генерация, составило ~ 100 мВт. Регистрация оптического спектра излучения лазера проводилась с высоким спектральным разрешением 0,016 нм при помощи оптического анализатора спектра Yokogawa AQ6370D. Спектр излучения лазера, измеренный вблизи порога генерации, приведён на рис. 1(а). В отличие от лазеров, являвшихся предметом исследований предыдущих работ [1] и [2], данный лазер генерировал непрерывное излучение начиная с пороговых значений мощности накачки и при комнатной температуре (295 К). В течение 2 часов был зафиксирован строго непрерывный характер излучения лазера на длине волны 1551,6 нм, при отсутствии признаков паразитной генерации ионов иттербия в диапазоне длин волн 1000–1100 нм.

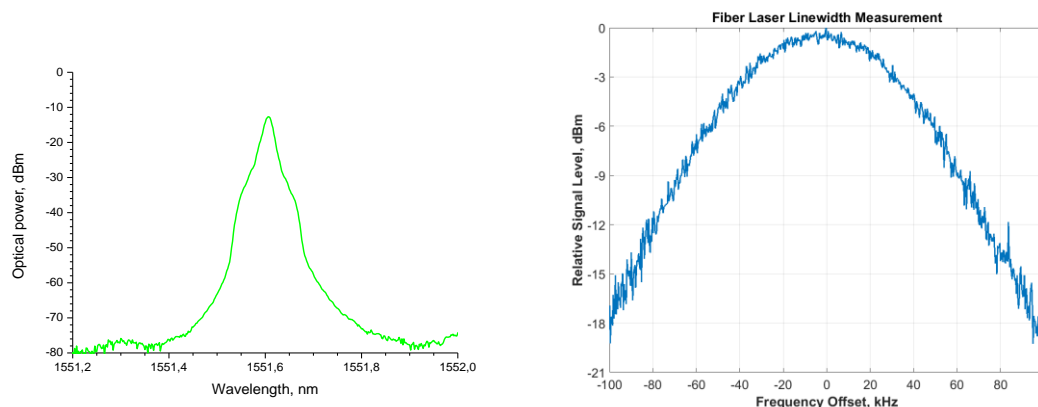


Рис. 1. Спектральные характеристики лазера, изготовленного на отрезке Er/Yb фосфоросиликатного световода: оптический спектр излучения лазера (а); результат измерения ширины спектральной линии (б).

Измерения ширины спектральной линии лазера были проведены с помощью гетеродинной схемы и методики, описанной в работе [3]. Основными элементами экспериментальной установки для измерения ширины линии в настоящей работе являлись: акустооптический модулятор Brimrose AMF-100-1550-2FP+, радиочастотный генератор Keysight N5181B и анализатор спектра Agilent E4448A. В качестве линии задержки использовалась катушка со стандартным телекоммуникационным световодом длиной 25 км. Результаты измерения РЧ-спектра сигнала с фотодетектора представлены на рис. 1(б). Собственная ширина спектральной линии, определённая с помощью аппроксимации данного спектра функцией Фойгта, составила ~35 кГц.

Литература

- [1] A. M. Smirnov, A. P. Bazakutsa et al. *ACS Photonics* **5**, 5038-5046 (2018)
- [2] A.A. Rybaltovsky, O.V. Butov et al. *Results in Physics* **16**, 102832 (2020)
- [3] М.Е. Белкин, Л.И. Жуков: Фотоника и радиопотоника в радиоэлектронных системах сверхвысокочастотного диапазона: учебно-методическое пособие, Московский технологический университет (МИРЭА), 2017. –64 с

5-мм лазер с распределенной обратной связью на основе композитного Er^{3+} волоконного световода

М.И. Скворцов¹, А.А. Вольф¹, А.А. Власов¹, К.В. Проскурина¹,
А.В. Достовалов¹, О.Н. Егорова², Б.И. Галаган², С.Е. Сверчков²,
Б.И. Денкер², С.Л. Семенов³, С.А. Бабин¹

¹Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

³Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики
им Е.М. Дианова, Москва, Россия

*E-mail: qwertymikhails@gmail.com

DOI: 10.31868/RFL2020.68-69

Благодаря высокой стабильности выходного одночастотного излучения, низкому уровню шума (отношение сигнал-шум >70 дБ, относительный шум интенсивности <-100 дБ/Гц), узкой линии генерации (<10 кГц), волоконные лазеры с распределенной обратной связью (РОС-лазеры) имеют широкий диапазон применения: от спектроскопии [1] до сенсорных систем [2]. Типичная длина резонатора волоконного РОС-лазера составляет несколько сантиметров [3], что усложняет его изготовление и ограничивает область применений. В работе [4] были представлены Er/Yb -лазеры на основе 8,4 мм резонатора с распределенными брэгговскими отражателями (РБО-лазер), кроме того, был продемонстрирован массив из 8 подобных лазеров. В то же время, РОС-лазеры с коротким резонатором актуальны для сенсорных применений, так как имеют ряд преимуществ перед РБО-лазерами, и могут применяться в массиве в качестве точечных датчиков. На данный момент рекордно короткие волоконные РОС-лазеры имеют длину резонатора – 16 мм для Yb^{3+} световода [5], и 20 мм для Er^{3+} световода [6]. Основной проблемой использования высоколегированных световодов для изготовления коротких резонаторов является высокое содержание кластеров активных ионов, что, в свою очередь, приводит к импульсному режиму генерации.

В данной работе представлен РОС-лазер на основе композитного волоконного световода с высокой концентрацией Er^{3+} в состав которого были добавлены оксид фосфора и оксид алюминия для подавления эффекта кластеризации [7]. Поскольку световод имеет низкую фоточувствительность к УФ излучению, для изготовления резонатора РОС-лазера была применена фемтосекундная технология записи, которая широко используется при модификации нефоточувствительных материалов [8]. С помощью данной методики был изготовлен РОС-лазер с рекордно короткой длиной резонатора 5,3 мм, для которого непрерывная генерация на длине волны 1550 нм наблюдалась вблизи пороговой мощности.

В спектре генерации наблюдалась одна поляризационная мода, что является особенностью резонаторов, изготовленных с применением фемтосекундной технологии [9]. Порог генерации достигался при относительно высокой мощности накачки ≈ 75 мВт, в данном случае это связано с малым временем жизни атома на метастабильном уровне (3,5 мс). Тем не менее, полученная эффективность ($\eta \approx 0,1\%$) сопоставима с эффективностью РОС-лазеров, имеющими длину на порядок больше. Измеренная спектральная ширина линии генерации и относительный шум интенсивности РОС-лазера составили 3.5 кГц и -95 дБ/Гц, соответственно.

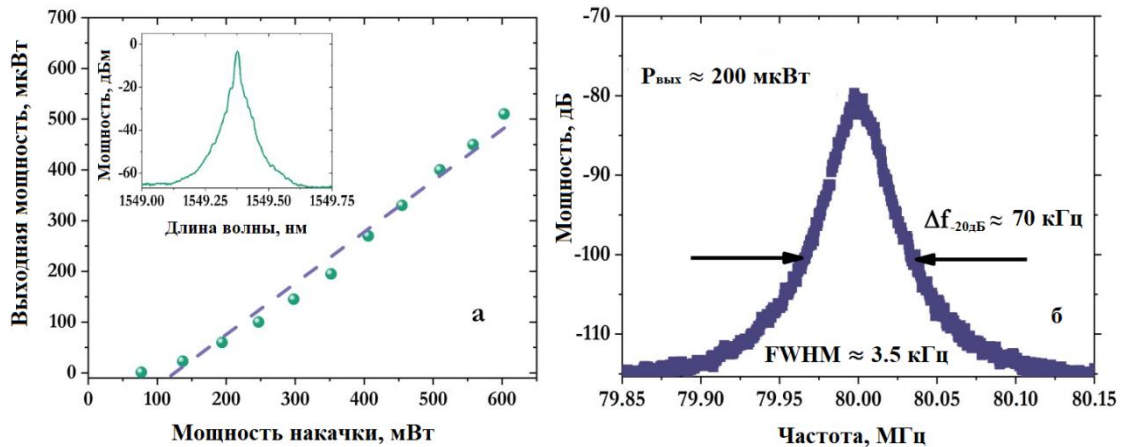


Рис. 1. а) Зависимость выходной мощности 5-мм РОС-лазера от мощности накачки (на вставке: спектр генерации), б) радиочастотный спектр биения, измеренный при выходной мощности ≈ 200 мкВт.

В докладе будет подробно рассказано о деталях эксперимента, а также продемонстрированы спектральные и мощностные характеристики 40-мм РОС-лазера, изготовленного в композитном Er^{3+} световоде с применением УФ излучения. Будут обсуждаться потенциальные применения таких источников.

Данная работа поддержана Государственным бюджетом Российской Федерации (проект ИАиЭ №ААААА17-117062110026-3).

Литература

- [1] S. Persijn, F. Harren et al, *Appl. Phys. B* **100**, 383–390 (2010)
- [2] W. Huang, W. Zhang et al, and F. Li, *Sensors* **13**, 14041–14054 (2013)
- [3] G. A. Cranch, G. M. Flockhart et al, *IEEE Sens. J.* **8**, 1161–1172 (2008)
- [4] Y. Zhang, B.O. Guan et al, *Opt. Express* **17**, 10050 (2009)
- [5] O.V. Butov et al, *J. Opt. Soc. Am. B* **34**, 43–48 (2017)
- [6] O.V. Butov et al, *2017 Progress In Electromagnetics Research Symposium - Spring (PIERS)*, 1594–1597 (2017)
- [7] B.I. Denker et al, *J. Opt. Soc. Am. B* **36**, 2705 (2019)
- [8] A. Wolf, A. Dostovalov et al, *Opt. Laser Technol.* **101**, 202–207 (2018)
- [9] M. . Skvortsov, A.A. Wolf et al, *Laser Phys. Lett.* **15**, 035103 (2018)

Секция 2
«Импульсные волоконные и гибридные
лазеры, мощные сверхкороткие импульсы»

Гибридный волоконно-полупроводниковый лазер с электрооптическим ответвителем для генерации импульсов произвольной формы

Б.Н. Ньюшков^{1,2,*}, А.В. Иваненко¹, С.В. Смирнов¹, С.М. Кобцев¹

¹Новосибирский государственный университет

²Новосибирский государственный технический университет

*E-mail: b.nyushkov@nsu.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.71-72

Генерация лазерных импульсов с произвольно-задаваемой формой и структурой является одной из актуальнейших задач лазерной физики [1]. В данной работе представлен новый подход к электронно-управляемой генерации наносекундных лазерных импульсов произвольной формы в гибридном волоконно-полупроводниковом лазере с использованием волноводного электрооптического ответвителя (ВЭО) на основе LiNbO_3 . Схема лазера представлена на Рис. 1 (а). В наших предыдущих работах [2, 3] уже демонстрировались возможности электронного управления формой и структурой импульсных паттернов в подобных волоконно-полупроводниковых лазерах с постоянными ответвителями посредством модуляции усиления в режиме синхронной накачки. Однако такой режим накладывает существенные ограничения на допустимый тайминг лазерных импульсов, который определяется временем обхода резонатора и должен соответствовать строго-определенному дискретному набору частот повторения. Новый подход предполагает использование четырех-портового ВЭО, электронное управление комплементарной передаточной характеристикой которого в сочетании с быстрым (~ 1 нс) откликом полупроводниковой усиливающей среды, позволяют реализовать уникальный режим генерации [4] близкий по своей сути к разгрузке резонатора, однако полностью свободный от каких либо ограничений по таймингу лазерных импульсов. Рис. 1 (б) демонстрирует область существования такого режима в зависимости от напряжения, управляющего ВЭО, т.е. область, в которой внутрирезонаторная мощность, измеряемая на входе в ВЭО, насыщается и слабо зависит от степени открытия ВЭО наружу резонатора).

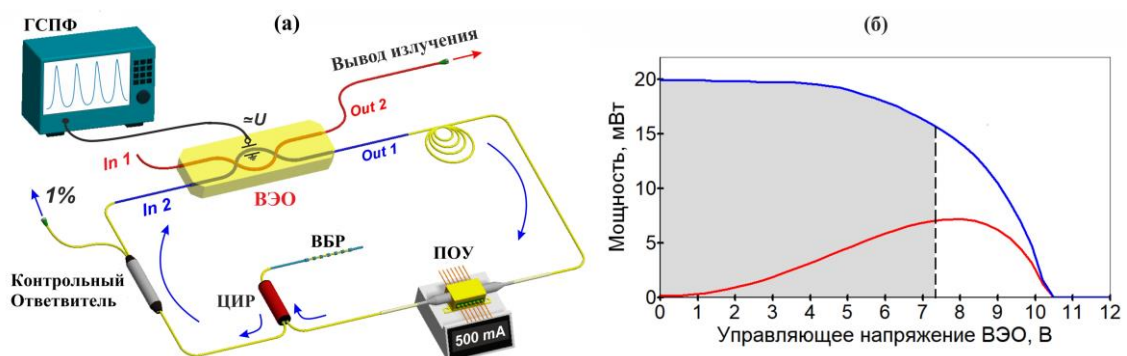


Рис. 1. (а) Схема лазера с ВЭО: ГСПФ – генератор сигналов произвольной формы, ПОУ – полупроводниковый оптический усилитель, ВБР – волоконная брэгговская решетка, ЦИР-циркулятор. (б) Зависимость внутрирезонаторной и выгружаемой с помощью ВЭО мощности излучения генерации от напряжения управляющего открытием ВЭО (синяя и красная кривая соответственно). Закрашенная область соответствует динамическому диапазону, используемому для формирования лазерных импульсов произвольной формы в режиме квази-разгрузки резонатора.

Нами показано, что электронное управление ВЭО в указанном режиме открывает возможности для генерации лазерных импульсов произвольной формы

(Рис. 2 (а)) с произвольно-задаваемой частотой следования, которую можно варьировать от 0 (одиночный импульс) до нескольких десятков МГц. Периодические последовательности таких произвольных импульсов характеризуются высоким качеством радиочастотных спектров (Рис. 2(б)), сопоставимым с классическими волоконными лазерами в режиме синхронизации мод. Продемонстрирована также возможность качания частоты следования импульсов. Быстродействие используемого ВЭО обеспечивает ~ 10 нс разрешение для формирования лазерных сигналов произвольной формы. Существующие на сегодняшний день технологии создания быстродействующих ВЭО потенциально позволяют добиться суб-наносекундного разрешения при формировании лазерных импульсов указанным способом. Стоит отметить также энергоэффективность предложенного способа формирования лазерных импульсов произвольной формы, поскольку такое профилирование импульсов не основывается на управляемой диссипации энергии излучения, как например, в случае применения модуляторов интенсивности.

Предложенный подход открывает новые перспективы для различных областей науки и техники.

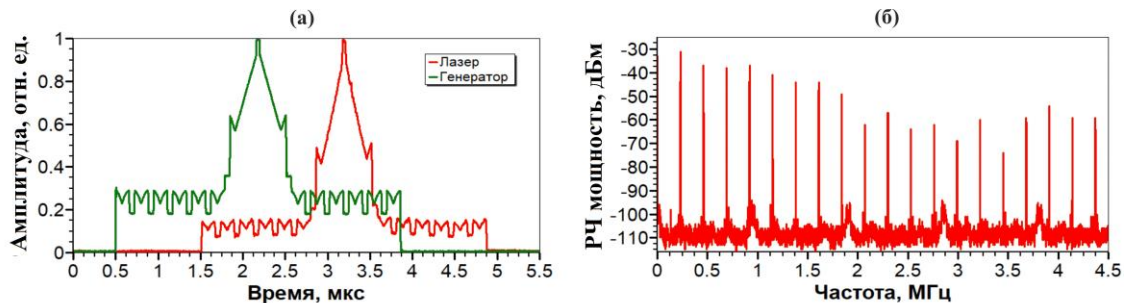


Рис. 2. Осциллограммы задающего (зеленая кривая) и генерируемого лазером (красная кривая) импульсов специальной формы (а) и радиочастотный спектр регулярной последовательности таких лазерных импульсов (б).

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (FSUN-2020-0007) и Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 18-32-20021 и 18-29-20025).

Литература

- [1] D. D. Yavuz, *Science* **331**, 1142-1143 (2011)
- [2] B. Nyushkov, A. Ivanenko, S. Smirnov, S. Kobtsev, *Laser Phys. Lett.* **16**, 115103 (2019)
- [3] B. Nyushkov, S. Kobtsev, A. Ivanenko, S. Smirnov, *J. Opt. Soc. Am. B* **36**, 3133-3138 (2019)
- [4] B. Nyushkov, A. Ivanenko, S. Smirnov, O. Shtyrina et al, *Opt. Express* **28**, 14922-14932 (2020)

Эффект укорочения импульсов в активной среде Yb волоконных лазеров с синхронной модуляцией накачки

**Б.Н. Ньюшков^{1,2*}, С.В. Смирнов¹, А.В. Иваненко¹,
А.Ю. Кутищева², И.И. Корель², С.М. Кобцев¹**

¹Новосибирский государственный университет

²Новосибирский государственный технический университет

*E-mail: b.nyushkov@nsu.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.73-74

Синхронная накачка является эффективным методом активной синхронизации мод излучения в различных типах лазеров [1-3], включая волоконные лазеры на основе эффекта вынужденного комбинационного рассеяния [4, 5]. Однако в волоконных лазерах с усилением на основе вынужденного излучения, использующих непосредственную диодную накачку, возможности такого метода не были исследованы в полной мере. Формирование коротких импульсов этим методом предполагает поддержание с помощью быстро-модулируемой накачки соответствующей динамики усиления в условиях долгоживущего верхнего лазерного уровня активной среды. В данной работе мы исследовали экспериментально и теоретически режимы импульсной генерации, инициируемые синхронной модуляцией накачки в Yb волоконных лазерах. В результате обнаружена возможность существенного снижения требований к скорости и динамическому диапазону модуляции мощности накачки при реализации синхронной накачки на длине волны 0,98 мкм в Yb волоконных лазерах. Нами показано, что даже медленная (микросекундная) синусоидальная модуляция с малым индексом (≤ 0.5) может обеспечить формирование регулярной последовательности наносекундных лазерных импульсов. Обнаружено, что энергетически-консервативный процесс укорочения (относительно периода модуляции) генерируемых лазерных импульсов может иметь место в квази-двухуровневой лазерной активной среде вследствие асимметричного усиления переднего и заднего фронтов лазерного импульса при определенной отстройке частоты модуляции от частоты кратной собственной межмодовой частоте резонатора. Таким образом, в тестовой конфигурации Yb волоконного лазера с километровым резонатором экспериментально были получены наносекундные лазерные импульсы с энергией, превышающей 50 нДж (Рис. 1).

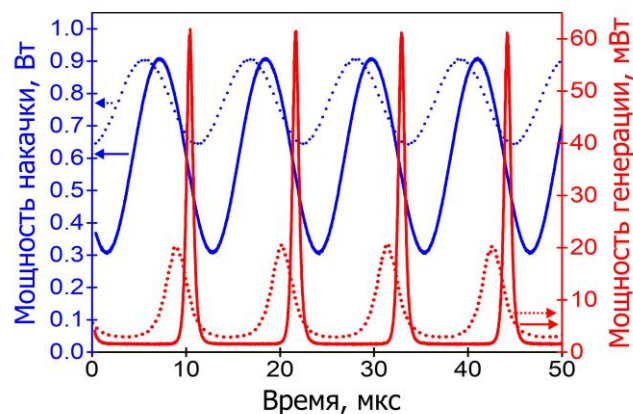


Рис. 1. Оциллограммы, показывающие модуляцию мощности накачки (обозначены синим цветом) и генерируемые лазерные импульсы (красным цветом).

Исследованная теоретическая модель формирования импульсов при синхронной модуляции накачки (опирающаяся на численную модель эффективно двухуровневой активной среды [6]) позволила выявить пути к дальнейшему укорочению импульсов посредством настройки модуляционных параметров. Это открывает возможности для создания новых полностью волоконных высокоэнергетических импульсных лазерных источников с синхронизацией мод, которые могут стать более надежной и энергоэффективной, простой в реализации альтернативой наносекундным сверхдлинным волоконным лазерам с пассивной [7, 8] и традиционной (с использованием модуляторов) активной [9] синхронизацией мод.

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (FSUS-2020-0036).

Литература

- [1] D.S. Peter, P. Beaud et al, *Opt. Lett.* **16**, 405-407 (1991)
- [2] E. Granados, H.M. Pask, and D.J. Spence, *Opt. Express* **17**, 569-574 (2009)
- [3] B.N. Nyushkov, S.M. Kobtsev et al, *J. Opt. Soc. Am. B* **35**, 2582-2587 (2018)
- [4] S. Kobtsev, A. Ivanenko et al, *Opt. Express* **26**, 29867-29872 (2018)
- [5] D.S. Kharenko, V.D. Efremov et al, *Opt. Express* **26**, 15084-15089 (2018)
- [6] S.K. Turitsyn, A.E. Bednyakova et al., *Opt. Express* **19**, 8394-8405 (2011)
- [7] S. Kobtsev, S. Kukarin, and Y. Fedotov, *Opt. Express* **16**, 21936-21941 (2008)
- [8] B.N. Nyushkov, A.V. Ivanenko et al, *Laser Phys. Lett.* **9**, 59-67 (2012)
- [9] N.A. Koliada, B.N. Nyushkov et al, *Quantum Electron* **43**, 95-98 (2013)

Стабилизация волоконного фемтосекундного синтезатора частот по оптическому стандарту частоты на основе одиночного иона иттербия

Н.А. Коляда^{1,*}, В.С. Пивцов^{1,2}, А.С. Дычков¹, С.А. Фарносов¹,
С.А. Кузнецов¹, А.А. Филонов¹, Д.Ю. Примаков¹

¹Институт лазерной физики СО РАН

²Новосибирский государственный технический университет

*E-mail: n.koliada@mail.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.75-76

Фемтосекундный синтезатор частот является одной из основных частей фемтосекундных оптических часов (ФОЧ) [1 – 2]. ФОЧ позволяют исследовать фундаментальные физические процессы, измерять частоту переходов атомов и молекул, на их основе разрабатываются системы для увеличения точности спутниковой навигации и т.д. Современные ФОЧ включает в себя три основные части - опорный оптический стандарт частоты, фемтосекундный синтезатор, частоты которого стабилизируются по опорному стандарту и радиоэлектронная система стабилизации. Фемтосекундный синтезатор генерирует эквидистантную частотную гребенку. Каждая частота этой гребенки выражается суммой $f_n = f_o + n \cdot f_{rep}$, где f_o – частота смещения гребенки, f_{rep} – частота повторения импульсов (межмодовая частота), n – целое число [3]. Стабилизировав каким-либо способом две из этих трех частот, можно получить гребенку оптических и радиочастот, каждая компонента которой будет обладать относительной стабильностью опорного оптического стандарта.

В данной работе экспериментально исследовалась возможность прецизионной стабилизации фемтосекундной гребенки оптических частот, генерируемой с помощью фемтосекундного эрбиевого волоконного лазера, по оптическому стандарту частоты на основе одиночного иона иттербия [4]. При этом частота смещения гребенки f_o детектировалась с помощью двухплечевого f - $2f$ интерферометра [5] и стабилизировалась с помощью внерезонаторного акустооптического частотного модулятора (АОЧМ) с волоконными выводами. Данный подход позволил увеличить полосу стабилизации частоты смещения до нескольких десятков кГц. С помощью оптического смесителя была получена частота биений f_b между частотой выходного излучения Yb^+ стандарта (на длине волны 871 нм) и ближайшей к ней удвоенной по частоте компоненты фемтосекундной гребенки (на длине волны 1742 нм). Полученный сигнал биений стабилизировался с помощью внутррезонаторного электрооптического модулятора на основе кристалла КТР [6]. Таким способом были стабилизированы все компоненты фемтосекундной гребенки частот. Преимуществом предложенного метода является то, что обработка высокочастотных возмущений двух сигналов с помощью внутррезонаторного ЭОМ и внерезонаторного АОЧМ практически не влияет друг на друга. Такой подход позволил осуществить стабилизацию фазочастотных возмущений в полосе ~ 200 кГц для f_b с помощью ЭОМ и в полосе ~ 30 кГц f_o с помощью АОЧМ. Полоса обработки с помощью АОЧМ ограничена рабочей полосой радиоэлектронной системы стабилизации и конфигурацией АОЧМ, и может быть увеличена.

Были проведены исследования неустойчивости выходных радиочастот волоконного фемтосекундного синтезатора. Для реализации схемы измерения дополнительно к волоконному фемтосекундному синтезатору был использован

фемтосекундный синтезатор на основе Ti:Sa лазера, разработанный ранее в Институте лазерной физики СО РАН. Каждый из синтезаторов стабилизировался по частотам двух различных лазерных систем входящих в состав оптических стандартов на основе одиночного иона иттербия. В обоих синтезаторах детектировался сигнал межмодовых биений на частоте ~ 3 ГГц. С помощью радиочастотного смесителя был получен разностный сигнал на частоте ~ 10 МГц. Полученный разностный сигнал после фильтрации регистрировался с помощью измерителя фазовых шумов MicrosemiTSC-5120A. Данный прибор сравнивает по фазе опорный и исследуемый сигнал. В качестве опорного сигнала использовался сигнал от водородного стандарта пассивного типа (ЗАО «Время-Ч») с частотой 10 МГц. Из полученных данных был рассчитан параметр Аллана, характеризующий суммарную относительную нестабильность двух фемтосекундных синтезаторов. Получены значения близкие к значениям нестабильности лазерных систем оптических стандартов.

Работа была проведена с использованием оборудования ЦКП "Фемтосекундный лазерный комплекс" при ИЛФ СО РАН. Исследования выполнены при финансовой поддержке программы фундаментальных научных исследований СО РАН № П.11.1.

Литература

- [1] S.N. Bagayev, V.I. Denisov et al, *Laser Phys.* **14**, 1367 -1374 (2004)
- [2] S.A. Diddams, Th. Udem et al, *Science* **293**, 825 - 828 (2001)
- [3] H.R. Telle, G. Steinmeyer et al, *Appl. Phys. B* **69**, 327-332 (1999)
- [4] S.V. Chepurov, A.A. Lugovoy et al, *Quantum Electronics* **49**, 412-417 (2019)
- [5] M.C. Stumpf, S. Pekarek et al, *Appl. Phys. B* **99**, 401-408 (2010)
- [6] N.A. Koliada, B.N. Nyushkov et al, *Quantum Electronics* **46**, 1110-1112 (2016)

Моделирование распространения ультракороткого импульса большой мощности в двулучепреломляющем одномодовом оптическом волокне

В.А. Бурдин

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики

E-mail: burdin@psati.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.77-78

В настоящее время фемтосекундные лазеры находят все большее применение в различных отраслях. Разнообразие их приложений требует различные формы, длительности, мощности оптических импульсов. Нередко создание лазеров с необходимыми параметрами импульсов и средств доставки импульсов к месту приложения требует разработки специальных оптических волокон. Однако достаточно часто для этих целей могут быть использованы и типовые конструкции кварцевых волокон. Причем особенно востребованы оптические волокна с сохранением поляризации. Для описания процессов распространения оптических импульсов в двулучепреломляющих оптических волокнах с учетом нелинейности, дисперсии и связей мод хорошо зарекомендовала себя модель, базирующаяся на решении системы связанных нелинейных уравнений Шредингера, которую в ряде случаев приводят к уравнениям Манакова. Как правило данную систему решают методом расщепления по физическим процессам. Метод обладает рядом преимуществ, обеспечивая приемлемую погрешность при относительно низких требованиях к вычислительным ресурсам. При моделировании распространения в оптических волокнах ультракоротких оптических импульсов длительностью менее 10 пс необходимо учитывать также и хроматическую дисперсию третьего порядка, и эффект рассеяния Рамана. Для этого в уравнения системы вводят дополнительные члены. В результате, при решении данной системы уравнений методом расщепления по физическим процессам нелинейный оператор включает производные функций от комплексной огибающей по времени. Это и является основной проблемой реализации метода расщепления по физическим процессам для решения системы связанных нелинейных уравнений Шредингерского типа с компонентами для учета эффекта Рамана.

В [1, 2] предложено нелинейный оператор привести к системе уравнений Маделунга и выполнять его, решая эту систему дифференциальных уравнений на каждом шаге. Показано, что такой подход дает устойчивые решения в отличие от прямого вычисления нелинейного оператора с производными комплексной огибающей по времени, вычисляемой непосредственно численными методами или с помощью преобразования Фурье. При этом, были рассмотрены следующие варианты вычисления производных с помощью преобразования Фурье:

$$|A|^2 F^{-1} [j\omega F(A)] \text{ и } F^{-1} [j\omega F(|A|^2)]$$

Здесь F и F^{-1} – оператор прямого и обратного преобразования Фурье, соответственно; A – комплексная огибающая; ω – круговая частота; j – мнимая единица. В [3] предложено вычислять производную от интенсивности следующим образом

$$\operatorname{Re}\left\{F^{-1}\left[j\omega F\left(|A|^2\right)\right]\right\}$$

Этот вариант использовался и в данной работе, но в отличие от [3] здесь пренебрегали нелинейной составляющей коэффициента перед первой производной комплексной огибающей по времени. Предварительно, применяемый алгоритм реализации метода расщепления по физическим процессам для решения рассматриваемой системы связанных нелинейных уравнений Шредингера, описывающей процесс распространения оптического импульса большой мощности в одномодовом оптическом волокне с двулучепреломлением тестировался на примере, для которого известны экспериментальные данные.

В частности, моделировали распространение оптического импульса длительностью 12 фс с пиковой мощностью 175 кВт в двулучепреломляющем одномодовом волокне типа «бабочка» на длине волны 798 нм. Результаты вычислений отклика на выходе оптического волокна достаточно хорошо совпали с экспериментальными данными как во временной, так и в спектральной областях. При этом, предложенный алгоритм в отличие от [1] исключал необходимость решения дополнительной системы дифференциальных уравнений на каждом шаге решения, а количество преобразований Фурье, необходимых для прямого вычисления нелинейного оператора метода расщепления по физическим процессам сократилось в два раза. В дальнейшем было выполнено моделирование для образцов оптического волокна большей протяженности в зависимости от длины биений волокна с сохранением поляризации и распределения оптической мощности между модами на входе. Пример полученных результатов моделирования распространения оптического импульса длительностью 12 фс в оптическом волокне приведен на рисунке 1. Представленные в работе результаты моделирования наглядно демонстрируют существенную зависимость искажений импульса в двулучепреломляющем волокне от длины биений и условий ввода.

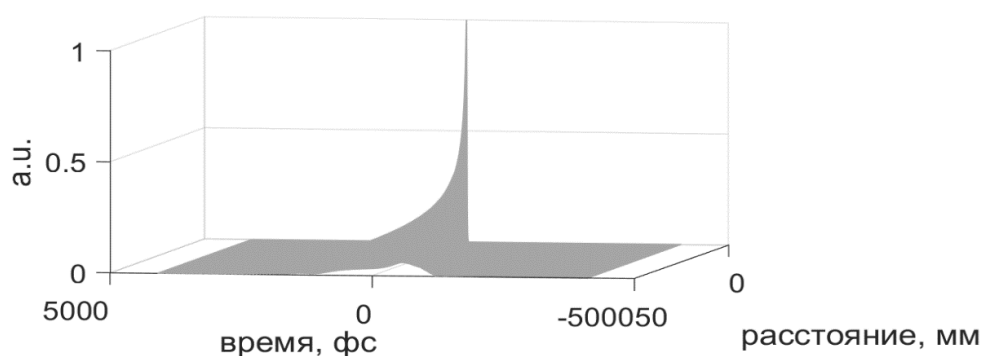


Рис. 1 Эволюция фемтосекундного импульса большой мощности при распространении по двулучепреломляющему одномодовому оптическому волокну.

Литература

- [1] R. Deiterding, R. Glowinski et al, *J. Lightwave Technology* 31(12), 2008-2017 (2013)
- [2] B. R. Deiterding, S.W. Poole, *arXiv:1504.01331 [math.NA]* (2015)
- [3] R. Deiterding, S.W. Poole, *Splitting Methods in Communication, Imaging, Science, and Engineering*. Scientific Computation. Springer, Cham (2016)
- [4] В.А. Бурдин, А.В. Бурдин, *Прикладная фотоника* 6(1-2), 93-108 (2019)

Эрбиевый волоконный лазер с пассивной синхронизацией мод и частотой повторения импульсов 150 МГц

А.Д. Зверев^{1,2,*}, В.А. Камынин², С.А. Филатова², Ю.Г. Гладуш³, А.Г. Насибулин^{3,4},
Б.И. Денкер², Б.И. Галаган², С.Е. Сверчков², В.Б. Цветков², С.Л. Семёнов⁵

¹МГУ имени М.В. Ломоносова Россия

²Институт общей физики имени А.М. Прохорова Российской академии наук, Россия

³Сколковский институт науки и технологий, Россия

⁴Университет Аалто, Финляндия

⁵Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова, Россия

*E-mail: izverevad@gmail.com

DOI: 10.31868/RFL2020.79-80

Лазерные источники ультракоротких импульсов находят своё применение в различных областях науки и техники. Они могут использоваться для создания источников суперконтинуума [1], терагерцового излучения [2], также их применяют в микроскопии [3], обработке материалов и т.д. В последние годы интересной задачей в исследованиях стала генерация ультракоротких импульсов с субгигагерцовой частотой повторения. Стандартные активные волокна и волоконные компоненты не позволяют получить основную частоту следования импульсов существенно выше 100 МГц. Для решения этой задачи, как правило, используются волоконные лазеры, работающие в режиме гармонической синхронизации мод, в которых используются специальные компоненты, такие как: микрорезонаторы, совмещенные каплер-изоляторы или специальные активные волокна с высокой концентрацией активной примеси.

В представленной работе исследован лазер с линейным резонатором на основе композитного эрбиевого волокна (рис. 1), работающий в режиме пассивной синхронизации мод. Для реализации синхронизации мод использовались синтезированные в аэрозоле одностенные углеродные нанотрубки (SWCNTs [4]), которые наносились между фольгой и ферулами.

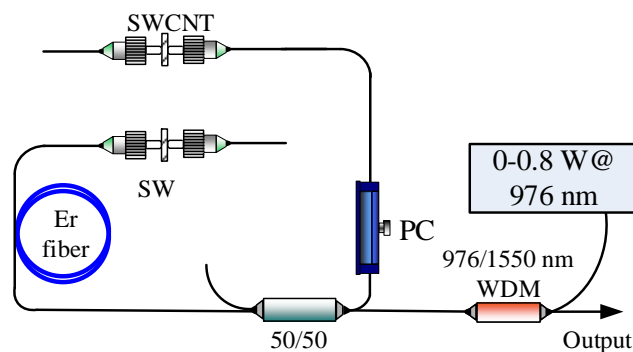


Рис. 1. Схема волоконного эрбиевого лазера. SWCNT – соединённые ферулы, между которыми находятся нанотрубки (SWCNTs) и алюминиевая фольга. SW - соединённые ферулы, между которыми находится алюминиевая фольга. PC – контроллер поляризации.

После достижения уровня накачки 740 мВт, наблюдалась стабильная генерация с частотой повторения импульсов 150 МГц. Временные и спектральные характеристики выходного излучения показаны на рис. 2(a), а на рис. 2(b) изображен его радиочастотный спектр.

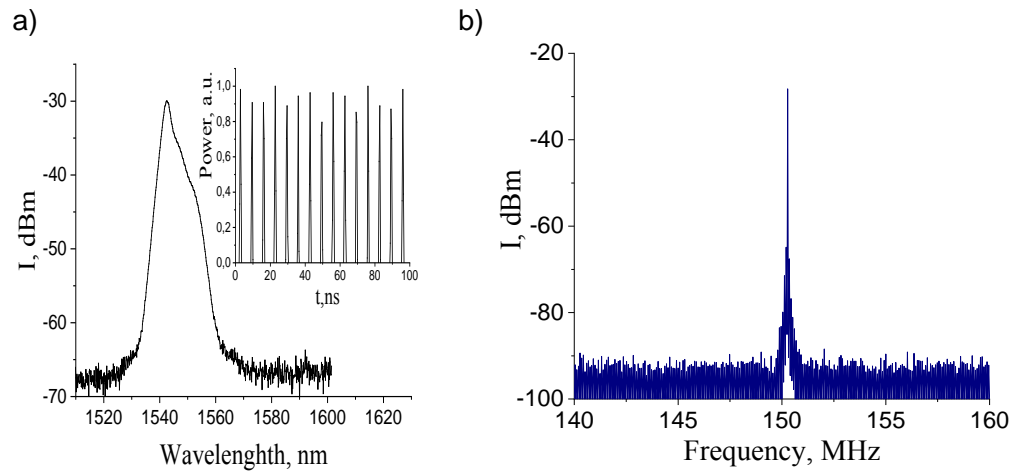


Рис. 2. (а) Временные и спектральные характеристики выходного излучения. (b) Радиочастотный спектр.

Длительность импульса составляла 0,5 пс. Средняя выходная мощность составила 9,2 мВт.

Литература

- [1] G. Sobon, M. Klimczak et al, *Opt. Mater. Express* **4**, 7–15 (2014).
- [2] Lohner, A., P. Kruck, and W. W. Rühle, *Applied Physics B*, **59.2**, 211-213 (1994).
- [3] E.O. Potma, D.J. Jones et al, *Opt. Lett.* **27**, 1168 (2002).
- [4] Kaskela, Antti, et al., *Nano letters* **10.11**, 4349-4355 (2010).

Формирование волновых пакетов с большой энергией импульсов при генерации случайных импульсов в волоконных лазерах

И.А. Волков^{1,*}, В.А. Камынин², С.Н. Ушаков^{1,2}, К.Н. Нищев¹, В.Б.Цветков²

¹Национальный исследовательский Мордовский государственный университет, Саранск, Россия

²Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия

*E-mail: emofan_80@mail.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.81-82

Волоконные лазеры с пассивной синхронизацией мод являются хорошими платформами как для генерации новых импульсных режимов, так и исследования взаимодействия ультракоротких импульсов. В последние годы возрос интерес к изучению режима работы волоконных лазеров с пассивной синхронизацией мод, при котором генерируются шумоподобные импульсы. Этот режим работы волоконных лазеров привлекает внимание из-за его особенностей: генерация широких спектров [1], высокая энергия импульсов [2] низкая временная когерентность [3]. Другим важным режимом в волоконных лазерах с пассивной синхронизацией мод является гармоническая синхронизация мод, представляющая собой серию периодических импульсов с частотой повторения, которая является целым кратным основной частоты резонатора [4]. Несмотря на то, что гармоническая синхронизация мод не является эксклюзивом для солитонных лазеров, является особенно привлекательной для оптической связи [2].

В данной работе представлены результаты исследования лазерной генерации волоконного Er/Yb лазера с пассивной синхронизацией мод. Экспериментальная установка показана на рис. 1.

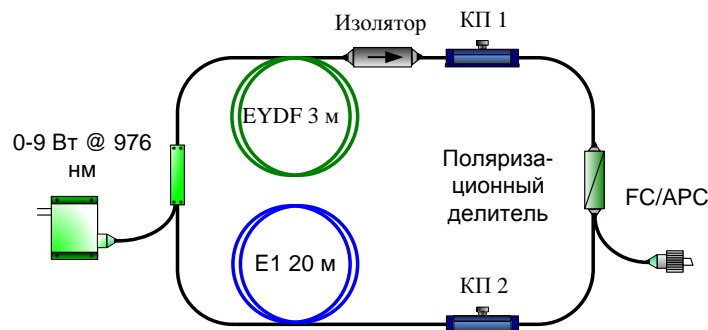


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Синхронизация мод достигается за счет совместного действия нелинейного вращения плоскости поляризации и дискриминации поляризационных состояний внутрирезонаторными контроллерами поляризации. Резонатор лазера представляет собой однонаправленное кольцо, которое включает в себя: Er/Yb волокно, одномодовое волокно E1, изолятор, делитель поляризации и два контроллера поляризации. Общая длина резонатора составила ≈ 27 м. Для накачки использовался лазерный многомодовый диод, работающий на длине волны 976 нм с выходной мощностью до 9 Вт. Излучение накачки вводилось в резонатор при помощи объединителя накачки с сигнальной жилой $(2+1)\times 1$.

При тщательной подстройке контроллеров поляризации и контроле мощности накачки достигались как стационарные, так и нестационарные режимы

генерации. На рис. 2 представлен оптический спектр, простирающийся на 200 нм, измерение которого ограничено с правой стороны диапазоном спектр анализатора. Пара пиков вблизи 1536 нм и 1543 нм соответствует остаточному непрерывному излучению. Спектральная ширина на уровне 3 дБ спектра составляет 52 нм, а на уровне 20 дБ – более 200 нм. Оптический спектр ассиметричен и в длинноволновой области присутствует пик в области 1,65 мкм, связанные с внутриимпульсным комбинационным рассеянием.

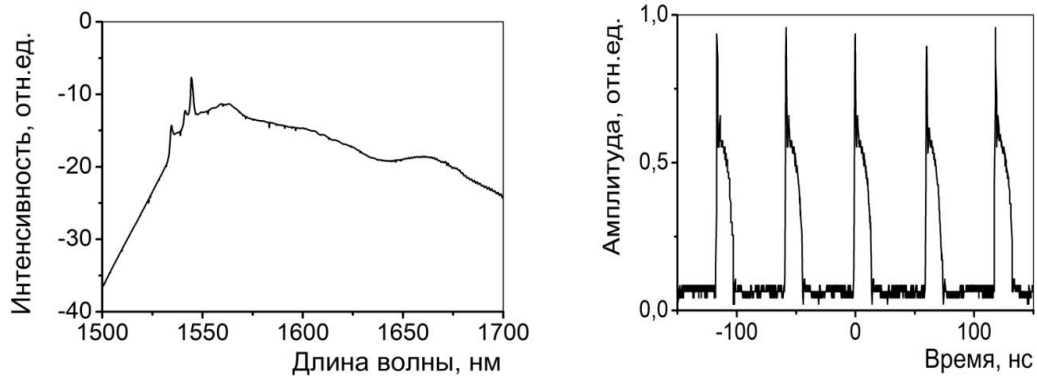


Рис. 2. Оптический спектр и осциллограмма импульсов.

На рис. 2 (б) представлена осциллограмма стабильной импульсной последовательности с периодом $T \approx 60$ нс (16,6 МГц), что не соответствует периоду обхода резонатора $T \approx 120$ нс (8,3 МГц). Данный импульсный режим соответствует гармонической синхронизации мод. Ширина временного профиля импульса на уровне FWHM ≈ 13 нс. Максимальная выходная мощность составила ≈ 300 мВт при мощности накачки 6,5 Вт. Энергия одиночного импульса в режиме оценивается в 20 нДж. Учитывая характеристики оптического спектра и временного профиля, можем предположить, что данный импульс является шумоподобным. Как было показано в работе [5], динамика шумоподобных импульсов обладает внутренними механизмами – нелинейностью, локализацией и хаосом, которые способствуют формированию волн-убийц, при этом основной механизм состоял в том, что происходило перераспределение плотности энергии посредством столкновений внутри «банча» импульсов, в то время как полная энергия «банча» импульсов остается приблизительно постоянной. На основании [5] мы ожидаем, что при генерации шумоподобного импульса в аномальной дисперсии происходит сжатие солитонных импульсов для генерации оптического спектра с большой спектральной шириной, сопровождающееся внутриимпульсным комбинационным сдвигом и, как следствие, к разрыву импульса внутри «банча», распространяющегося по волоконному резонатору.

Литература

- [1] H. Santiago-Hernández, O. Pottiez et al, *Laser Phys.*, **25**(4), 045106, (2015)
- [2] J. P. Lauterio-Cruz, O. Pottiez et al, *Optics Express*, **24** (13), 13778-13787, (2016)
- [3] Y. J. You, C. Wang et al, *Lasers and Electro-Optics (CLEO), Technical Digest (Optical Society of America, 2015)*, paper JW2A.94
- [4] A. Komarov, A. Naboucha, and F. Sanchez, *Opt. Lett.* **33**(19), 2254–2256 (2008)
- [5] C. Lecaplain, Ph. Grelu, *Physical Review A* **90**, 013805, (2014)

Численное интегрирование системы связанных нелинейных уравнений Шредингера

А.Ж. Сахабутдинов^{1,*}, В.И. Анфиногентов¹, О.Г. Морозов¹,
В.А. Бурдин², А.В. Бурдин²

¹Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ

²Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики

*E-mail: kazanboy@yandex.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.83-84

Совершенствование фемтосекундных лазеров и их все более широкое применение делают актуальными решение задач доставки ультракороткого оптического импульса с заданными параметрами [1] до заданной точки и, как следствие, исследования распространения ультракоротких импульсов большой мощности по оптическим волокнам, в том числе и по оптическим волокнам с сохранением поляризации. В [2] достаточно подробно описан эксперимент по передаче оптического импульса длительностью 12 фс по одномодовому оптическому волокну с сохранением поляризации на расстояние 2,5 мм. В этих же работах представлены результаты расчетов импульсного отклика на выходе оптического волокна, полученные, кроме прочих, и методом конечных разностей во временной области без учета и с учетом хроматической дисперсии третьего порядка и рассеяния Рамана. Описывая распространение оптических импульсов в одномодовом оптическом волокне с сохранением поляризации, необходимо учитывать распространение двух ортогонально-поляризованных мод.

В работе система связанных уравнений Шредингера приведена к виду, описывающему передачу ультракороткого оптического импульса при распространении в одномодовом оптическом волокне с сохранением поляризации двух ортогонально-поляризованных мод. Система уравнений записывается в конечно-разностных соотношениях, при этом проводится разделение формы записи линейных и нелинейных слагаемых. Запись линейных слагаемых осуществляется по неявной схеме, а нелинейных по явной конечно-разностной схеме. Подход позволил на каждом шаге интегрирования разделить систему уравнений Шредингера на две системы линейных уравнений относительно каждой моды.

В общем виде эволюция коротких оптических импульсов в оптическом волокне при распространении в нем нескольких мод описывается системой связанных нелинейных уравнений Шредингера:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial A_i}{\partial z} = -\frac{\alpha_i}{2} A_i - \beta_{1,i} \frac{\partial A_i}{\partial t} - j \frac{\beta_{2,i}}{2} \frac{\partial^2 A_i}{\partial t^2} + \frac{\beta_{3,i}}{6} \frac{\partial^3 A_i}{\partial t^3} + \\ + j \gamma_i A_i \sum_{m=1}^M C_{i,m} |A_m|^2 - \frac{\gamma_i}{\omega_{0,i}} \sum_{m=1}^M B_{i,m} \frac{\partial (|A_m|^2 A_i)}{\partial t} - j \gamma_i T_R A_i \sum_{m=1}^M B_{i,m} \frac{\partial (|A_m|^2)}{\partial t}, \\ i = \overline{1, M} \end{array} \right. \quad (1)$$

где A_i – комплексные огибающие оптического импульса i -ой моды; α_i – коэффициент затухания i -ой моды; $\beta_{1,i}$, $\beta_{2,i}$, $\beta_{3,i}$ – параметры дисперсии первого, второго и третьего порядков i -ой моды соответственно; γ_i – параметр нелинейности для i -ой моды; $C_{i,m}$, $B_{i,m}$ – коэффициенты связи между i -ой и m -ой модами; T_R – параметр рассеяния Рамана; $\omega_{0,i}$ – круговая частота i -ой моды; z – координата, направленная вдоль оси волокна; t – время.

Частный случай совпадения системы связанных нелинейных уравнений Шрёдингера с системой уравнений Манакова, записанной с дисперсией до второго порядка, который достигается при выборе коэффициентов $\beta_{3,y} = \beta_{3,y} = 0$, и особом выборе для γ_x и γ_y при котором $T_R = 0$ и $\omega_0 \rightarrow \infty$. Решение системы уравнений Манакова, как частного случая системы связанных нелинейных уравнений Шрёдингера, полученное предложенным методом полностью и качественно и количественно (рисунок 1, а) совпадают с решением, полученным нами ранее для уравнения Манакова второго рода [4], и другими авторами [5]. Для тестового расчета можно принять данные, приведенные в [2,5], которые опираются на результаты эксперимента: $\alpha = 0.2$ дБм/км, $\beta_{1,x} = 4.294 \times 10^{-9}$ с/м, $\beta_{1,y} = 4.290 \times 10^{-9}$ с/м, $\beta_{2,x} = 3.600 \times 10^{-26}$ с²/м, $\beta_{2,y} = 3.250 \times 10^{-26}$ с²/м, $\beta_{3,y} = \beta_{3,y} = 2.750 \times 10^{-41}$ с³/м, $\gamma_x = \gamma_y = 3.600 \times 10^{-2}$ (м·Вт)⁻¹, $T_R = 4.000 \times 10^{-15}$ с, $\omega_0 = 2.3612 \times 10^{-15}$ с⁻¹ (длина волны 798 нм). На входе, одиночный chirпированный импульс с формой кривой Гаусса (чирп $C = -0.4579$), длительность импульса на половине высоты – 12 фс, с пиковой мощностью $P = 1.75 \times 10^5$ Вт. На рисунке 1, б приведены результаты расчетов прохождения импульса при значениях коэффициентов, приведенных выше.

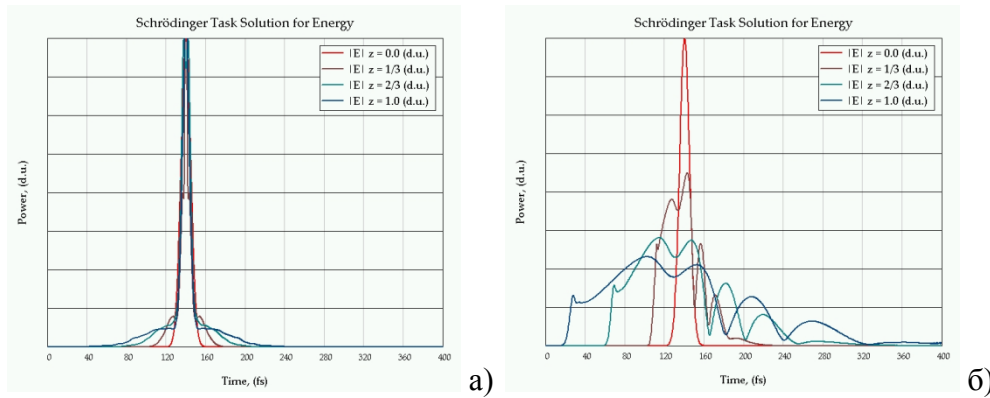


Рис. 1. Изменение формы импульса при распространении его по волокну: а) уравнения Манакова второго рода; б) уравнения Шрёдингера: красная линия при $z = 0$ (начальное распределение), коричневая при $z = 1/3$, зеленая – $z = 2/3$, синяя при $z = 1$ (расстояние ~2,5 мм)

Число точек разбиения по времени составило 20 тыс. штук, по расстоянию было выполнено ~720 тыс. шагов интегрирования, с начальным шагом $\Delta\xi = 1 \cdot 10^{-4}$ безразм. ед. и автоматическим регулированием его величины, что позволило просчитать прохождение импульса на ~2.5 мм. Точность получения решения для итерационного процесса была выбрана 10^{-50} безразм. ед. Все вычисления производились с двойной машинной точностью в операционной системе с разрядностью $\times 64$. Данные расчетов (синяя линия, 1,б) хорошо согласуются с результатами, приведенными в [2, 4, 5], что подтверждает работоспособность алгоритма в целом и возможность его применения для решения подобных нелинейных задач.

Литература

- [1] Pouysegur, J., Guichard, F., et al. *Proc. Advanced Solid State Lasers*, 2015, hal-01359547.
- [2] Karasawa, N., Nakamura, S., et al. *Nonlinear Opt.*, **24**, 133–138. (2000)
- [3] Sakhabutdinov, A.Zh., Anfinogentov, V.I., et al. *Computational Technologies.* **25**, 42–54 (2020).
- [4] Бурдин, В.А., Бурдин, А.В. *Прикладная фотоника*, **6**, 93–108, (2019)
- [5] Sakhabutdinov, A.; Anfinogentov, V.; et al. *Fibers*, **8**, 34, (2020)

Real-time pulse dynamics in bidirectional mode-locked fibre lasers

I. Kudelin¹, S. Sugavanam¹, M. Chernysheva^{2,*}

¹Aston Institute of Photonic Technologies, Aston University

²Leibniz Institute of Photonic Technology

*E-mail: Maria.Chernysheva@leibniz-ipht.de

DOI: 10.31868/RFL2020.85

Real-time observation of the emergence of coherent structures from noise via instabilities is of particular interest across disciplines ranging from biology to astrophysics. In the context of photonics, ultrafast fibre lasers provide an ideal test-bed for an experimental observation of dynamical instabilities and generation of coherent structures of ultrashort pulses.

The availability of real-time measurement techniques like spatio-temporal dynamics, time lenses [1], Dispersive Fourier Transform (DFT) [2] and others have enabled the observation of self-organisation of such coherent features [3] and their complexes [4], soliton interactions and soliton explosions [5]. Such real-time approaches also enable observation of build-up dynamics of various ultrashort pulses, *e.g.* employing DFT technique [3,6], which confirm the origination of ultrashort pulses from intensity fluctuations on the noise floor, shaped further via modulation instabilities [3] or Q-switched dynamics [7]. All this works substantially increase the knowledge of soliton behaviour and dynamics in nonlinear systems.

Bidirectional ultrafast fibre lasers present an attractive solution, enabling the generation of two mutually coherent ultrashort pulse trains in a simple and turnkey system [8]. Still, the lack of a comprehensive numerical model describing steady-state bidirectional generation, and even less ultrafast soliton breakdowns and collisions, is obstructing the achievement of the performance compared with unidirectional lasers.

In the current presentation, real-time build-up dynamics of counter-propagating solitons in ultrafast ring Er-doped fibre laser, recorded via the dispersive Fourier transform methodology, will be discussed [9]. Even though the counter-propagating pulses experience independent build-up dynamics from modulation instability, undergoing breathing dynamics, diverging sub-ordinate pulse structures formation and annihilation, and Q-switch instabilities, etc. to a stable bidirectional pulse train. Yet, the interaction of pulses in the cavity presents the key underlying phenomenon driving formation evolution distinct from unidirectional pulse build-up. These observations open up a great avenue towards versatile manipulation of the nonlinear soliton dynamics. Our findings will provide physical foundations for bidirectional ultrafast fibre laser design to carry forward their applications, including dual-comb spectroscopy and gyroscopy.

References

- [1] J. Azaña, *Opt. Commun.* **217**, 205–209 (2003)
- [2] K. Goda, B. Jalali, *Nat. Photonics* **7**, 102 (2013)
- [3] J. Peng, et al. *Commun. Phys.* **1**, 20 (2018)
- [4] X. Liu, X. Yao, Y. Cui, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 023905 (2018)
- [5] C. Lapre et al. *Sci. Reports* **9**, 1–12 (2019)
- [6] P. Ryczkowski, et al. *Nat. Photonics* **12**, 221 (2018)
- [7] X. Wang, et al. *Opt. Express* **27**, 2747–2753 (2019)
- [8] M. Chernysheva, S. Sugavanam, S. Turitsyn, *APL Photonics* **5**, 016104 (2020)
- [9] I. Kudelin, S. Srikanth, M. Chernysheva, *Photonics Res.* **8** (6), 776–780 (2020)

On the coherence of dissipative soliton resonance square pulses

F. Sanchez^{1,*}, M. Kemel¹, A. Nady^{1,2}, G. Semaan¹, M. Salhi¹ and A. Komarov³

¹Laboratoire de Photonique d'Angers, Faculté des Sciences, 2 Bd Lavoisier, 49045 Angers Cedex

²Department of Physics, Faculty of Sciences, Beni-Suef University, 62511 Beni-Suef, Egypt

³Institute of Automation and Electrometry, SB RAS, Novosibirsk, Russia

*E-mail: francois.sanchez@univ-angers.fr

DOI: 10.31868/RFL2020.86

Square-pulses in passively mode-locked fiber lasers are generally considered to be the manifestation of the dissipative soliton resonance (DSR). The DSR is a particular solution of the nonlinear propagation equation and it does not suffer from any wave-breaking as it was first predicted in [1,2]. Consequently both the energy and the width of the pulses increase linearly with the pumping power while the peak power remains clamped to a fixed value. In addition, the optical spectrum remains invariant versus the pumping power. Numerous experimental papers reported such kind of behavior and concluded that the observed pulses were real DSR pulses [3-5].

Another important characteristic of DSR pulses is that they exhibit square shape with a perfect temporal coherence. This characteristic is not easy to check because of the pulse duration in square-pulse regime which ranges from few to hundreds of nanoseconds [3-5]. In fact, the coherence measurement in square-pulse regime has been done only with ultra-short pulses in the ps range [3]. In such case it was demonstrated that the pulses were effectively coherent thus confirming that they were real DSR pulses.

In this communication we investigate the coherence of square-pulses in a passively mode-locked double-clad fiber laser and verify whether they operate in DSR regime or not. We demonstrate that although almost all the characteristics of DSR pulses are verified (energy and width scaling with pump power, peak power clamping, optical spectrum), the square-pulses are not temporally coherent thus demonstrating that square-pulses are not necessarily DSR pulses. Our conclusion is based on several series of experiment with distinct optical cavities operating in square-pulse regime in the nanosecond range. The experimental setups consist of two different methods of measurement. The first one is based on a Mach-Zehnder interferometer with a fixed delay which allows to scan a small part of a long square pulse. The second method is based on the Dispersive Fourier Transform (DFT) technique which allows to directly conclude on the pulse coherence.

References

- [1] A. Komarov, H. Leblond and F. Sanchez, *Phys. Rev. A* **71**, 053809 (2005).
- [2] W. Chang, A. Ankiewicz et al, *Phys. Rev. A* **78**, 023830 (2008).
- [3] X. Wu, D. Y. Tang et al, *Opt. Express* **17**, 5580 (2009).
- [4] K. Krzempek, *Opt. Express* **23**, 030651 (2015).
- [5] G. Semaan, F. Ben Braham et al, *Opt. Lett.* **20**, 4767 (2016).

Особенности пассивной синхронизации мод в волоконном высоколегированном иттербиевом лазере

А.М. Смирнов^{1,2,*}, О.В. Бутов¹

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

*E-mail: alsmir1988@mail.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.87-88

В данной работе нам впервые удалось создать целно волоконный импульсный лазер на основе сильно легированного иттербиевого волокна, позволившего достичь частоты следования ультракоротких импульсов 456 МГц без применения дополнительных нелинейно-оптических элементов. Исследована динамика генерации высоколегированного иттербиевого волоконного лазера, собранного по классической схеме Фабри-Перо с двумя зеркалами при непрерывной прямой накачке сердцевины активного волокна на длине волны 976 нм. Показано формирование ультракоротких импульсов (УКИ) в результате пассивной синхронизации мод [1]. Пассивная синхронизация мод объяснена насыщением поглощения, при этом роль насыщающегося поглотителя, играл сам активный световод с высоким содержанием ионов иттербия. По своему принципу работа созданного нами лазера схожа с лазерами, работающими в режиме пассивной синхронизации мод с применением насыщающихся поглотителей [2,3].

Для изготовления лазера использовался световод с высоким содержанием оксида иттербия, при относительно низкой концентрации крупных кластерных элементов, что позволило избежать высокого уровня «серых» потерь в активном волокне [4] (плазмохимический метод). Коэффициент поглощения на длине волны 976 нм составлял около 2,4 дБ/мм (Рис.1). Содержание иттербия в стекле, соответствующее измеренному коэффициенту поглощения, составляло 0,84 моль.% Yb_2O_3 [5]. Разница в показателе преломления сердцевины и оболочки составляла 0,009, диаметр сердцевины – около 4 мкм. Лазер был собран по классической схеме Фабри-Перо с выходным (0,9) и глухим (0,999) зеркалом в виде волоконных брэгговских решеток (FBG) с максимумом отражения на длине волны 1067,7 нм. Для контроля двулучепреломлением в резонаторе использовался контроллер поляризации (PC).

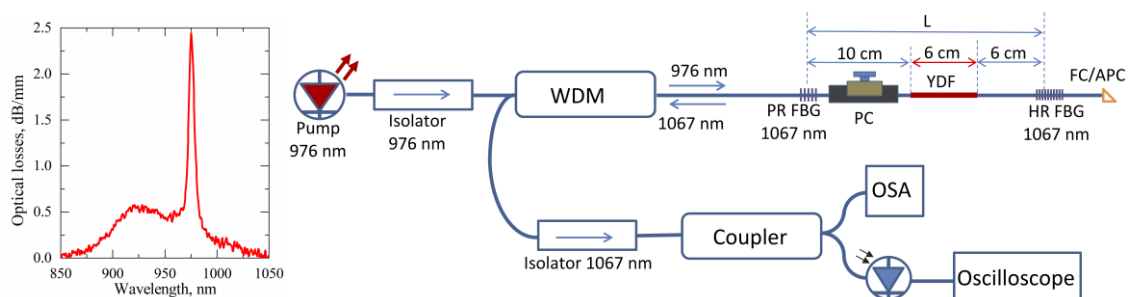


Рис. 1. Спектр поглощения иттербиевого активного волокна (слева). Схема экспериментальной установки иттербиевого лазера (справа). OSA – оптический анализатор спектра, WDM – мультиплексор, PC – контроллер поляризации, L - длина резонатора.

В зависимости от мощности накачки была продемонстрирована работа лазера в трёх разных режимах пассивной синхронизации мод. При малой мощности накачки ($\approx 25-50$ мВт) достигнут стабильный режим пассивной синхронизации мод (CW ML), при котором амплитуда УКИ квазистабильна во времени (Рис.2а,б). Частота повторения УКИ для резонатора длиной 21,9 см составила 456 МГц. Период импульсов в цуге совпадает с временем обхода резонатора, что согласуется с общепринятой теорией пассивной синхронизации мод [6]: $\Delta t = 2nL/c$ (где L – длина резонатора, n – показатель преломления, c – скорость света). Наблюдаемая пассивная синхронизация мод в рассматриваемой схеме может быть объяснена нелинейным поглощением в самом активном волокне, который работает аналогично насыщающимся поглотителям. Эффект возникает на слабо прокаченном участке волоконного световода, в котором инверсия населённости, а соответственно, и уровень поглощения зависит от интенсивности вынужденного излучения в резонаторе.

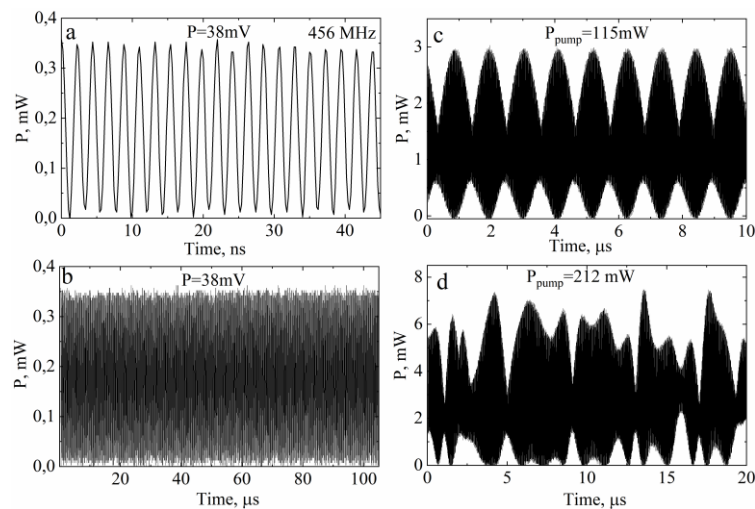


Рис. 2. Мощность генерации иттербиевого лазера в зависимости от времени при мощности накачки 38 мВт (стабильном режиме пассивной синхронизации мод) при 40 наносекундной (а) и 100 микросекундной развёртке (б), при мощности накачки 115 мВт (с) (режим биений) и при мощности накачки 212 мВт (д) (режим хаотических биений).

При увеличении мощности накачки ($\approx 50-200$ мВт) возникали низкочастотные биения в виде модуляции амплитуды огибающей временной зависимости интенсивности генерации (Рис.2с). Обнаруженные биения были объяснены динамикой развития эллиптически поляризованной последовательности импульсов с вращающимися составляющими поляризации солитонов с фиксированной групповой скоростью (PRVS) [7]. При дальнейшем увеличении мощности накачки ($\approx 200-310$ мВт) появлялись нерегулярные хаотические биения (TC ML) (Рис.2д).

Литература

- [1] A.M. Smirnov, O.V. Butov, *Optics Letters* **44**, 5065-5068 (2019)
- [2] U. Keller, *Nature* **424**, 831-838 (2003)
- [3] A. J. DeMaria, D. A. Stetser, H. Heynau, *Appl. Phys. Lett.* **8**, 174-176 (1966)
- [4] K. Golant, *Proceedings of XXI International Congress on Glass*, L13 (2007)
- [5] A.A. Rybalovskiy, O.V. Butov, *et al*, *Tech. Phys. Lett.* **42**, 498–500 (2016)
- [6] P.G. Kryukov, *Quantum Electronics* **31**, 95-119 (2001)
- [7] B.C. Collings, S.T. Cundiff, *et al*, *JOSA B* **17**, 354-365 (2000)

Источник субпикосекундных импульсов видимого спектрального диапазона на основе иттербиевого волоконного лазера с гибридной синхронизацией мод

**И.В. Жлуктова^{*}, В.А. Камынин, Н.Р. Арутюнян, А.С. Пожаров,
А.И. Трикшев, С.А. Филатова, Е.Д. Образцова, В.Б. Цветков**

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

**E-mail: iv.zhuktova@gmail.com*

DOI: 10.31868/RFL2020.89-90

Источники импульсного лазерного излучения видимого спектрального диапазона являются предметом исследования многих научных групп в мире. Интерес к ним обусловлен широким спектром реализованных и перспективных применений. В данный момент подобные лазерные системы используются для обработки различных материалов (стекло, некоторые виды полимеров и керамик, цветных металлов), а также как источники в астрономических адаптивных системах [1]. Особое место подобные источники занимают в перспективных медицинских системах диагностики и терапии как телеангиэктазии, так и офтальмологических патологий [2-4]. Основой для источников субнаносекундных импульсов видимого спектрального диапазона могут стать волоконные лазеры, работающие в режиме синхронизации мод в спектральном диапазоне 1 мкм.

В данной работе представлена оптическая система с использованием источника субпикосекундных импульсов для получения излучения видимого спектрального диапазона. Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1.

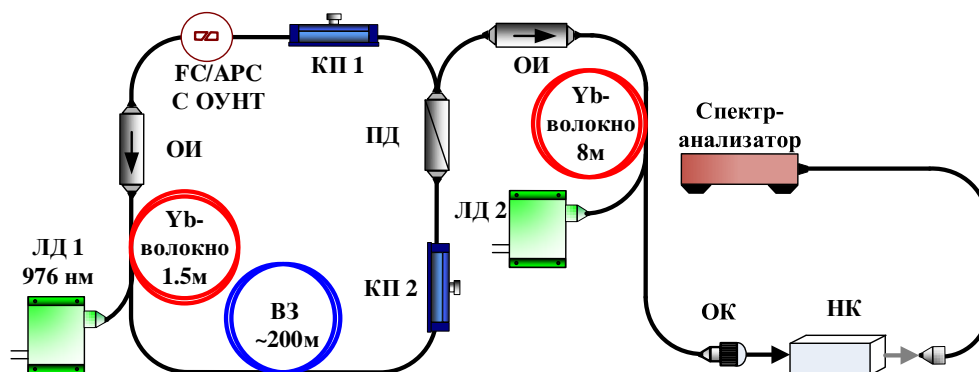


Рис. 1. Поэлементная схема экспериментальной установки: ВЗ- волокно задержки, ОИ- оптический изолятор, ПД- поляризационный делитель, ЛД 1,2- лазерный диод (мощность 0-8 Вт), КП 1,2- контроллер поляризации, НК- нелинейный кристалл, ОК- оптический коллиматор.

В качестве задающего источника использовался волоконный иттербиевый лазер, работающий в режиме гибридной синхронизации мод. В качестве активной среды задающего источника использовалось многокомпонентное волокно (GTWave). Общая длина резонатора задающего источника составляла более 200 м, что соответствует частоте следования импульсов 1 МГц. Длительность

полученных импульсов составляла 200 пс. При использовании гибридного режима работы лазера, был обеспечен самозапуск и самоповторяемость режима работы задающего источника. Для реализации данного режима использовались одностенные углеродные нанотрубки в связи с эффектом нелинейного вращения эллипса поляризации. Для увеличения средней и пиковой мощности излучения использовался волоконный иттербиевый усилитель. Максимально усиленная средняя мощность составила более 600 мВт, что соответствовало коэффициенту усиления 29 дБ. Пиковая мощность превышала значение 3кВт.

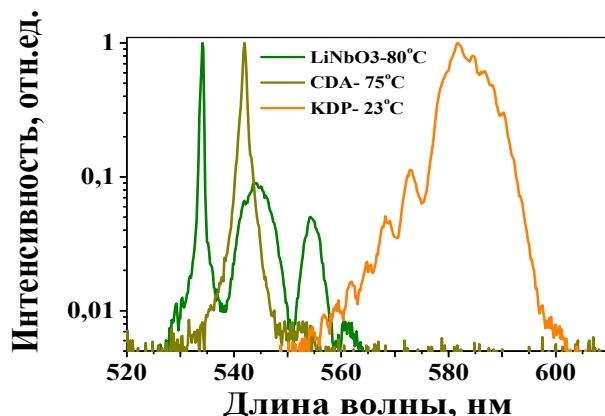


Рис.2. Полученные оптические спектры видимого спектрального диапазона.

После усилителя излучение фокусировалось при помощи оптического коллиматора в однопроходном генераторе второй гармоники (ГВГ). Для получения второй гармоники использовались три типа нелинейных кристаллов (НК): дигидрофосфат калия (KDP), ниобат лития (LiNbO₃), дигидроарсенат цезия (CDA). В зависимости от нелинейного кристалла, были получены оптические спектры в диапазоне от 530 нм до 580 нм. Средняя выходная мощность варьировалась от 300 мкВт (получено для CDA) до 1 мВт (при нагреве кристалла LiNbO₃). Пиковая мощность оценивалась из параметров задающего источника и изменялась в пределах 1.5-5 Вт в зависимости от НК. Максимально полученная дифференциальная эффективность преобразования излучения составила 1.9% при использовании кристалла LiNbO₃. В будущем, при модернизации ГВГ, появится возможность увеличения выходных параметров излучения видимого спектрального диапазона.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90205.

Литература

- [1] Y.Feng, L.R. Taylor, et al, *Optics Express*, **17**, 19021 (2009)
- [2] N.S. Sadick and R.Weiss., *Dermatologic Surg.* V. **28**, 21-25 (2002)
- [3] K. Inagaki, K. Ohkoshi., et al, *Jpn. J. Ophthalmol.* **59**, 21 (2015)
- [4] N. Yadav, C. Jayadev., et al, *Eye* **29**, 258 (2015)

Усиление частотно-модулированных волновых пакетов в среде с бегущей волной показателя преломления

И.О. Золотовский*, А.С. Кадочкин, В.А. Лапин, Д.Г. Санников, М.С. Явтушенко

Ульяновский государственный университет, 432970, Ульяновск, Россия

*E-mail: rafzol.14@mail.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.91-93

При распространении светового импульса по световоду, в котором сформирована бегущая волна показателя преломления (БВП), могут наблюдаться эффекты, не имеющие места в световодах со стационарными параметрами [1], такие как изменение поляризации и смещение несущей частоты, формирование солитоноподобных волновых пакетов, развитие индуцированной модуляционной неустойчивости (МН) и генерация пикосекундных импульсов. В настоящей работе предложена методика усиления и модуляции импульсов в активной среде с реализуемой БВП.

Пусть в световоде возбуждена БВП вида [2]:

$$n(t, z) = n_0(1 - m \cos(\Omega t - qz)), \quad (1)$$

и попутно с ней распространяется ЧМ-импульс с начальными условиями:

$$A(t, z = 0) = A_0 \exp\left(-\left(\tau_0^2 / 2 - i\alpha_0\right)t^2\right), \quad (2)$$

где n – показатель преломления (ПП), Ω – частота модуляции ПП, $q = 2\pi / \Lambda$ – волновое число, Λ – период пространственной неоднородности ПП, $V_m = \Omega / q$ – фазовая скорость перемещения БВП, $m = \Delta n / n_0$ – глубина модуляции ПП, Δn – амплитуда изменения ПП, A_0 , τ_0 , α_0 – начальные амплитуда, длительность, скорость ЧМ (чирп) гауссова импульса. Динамика импульса описывается соотношением [3]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{d_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + \frac{d_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial \tau^3} + iR \left(|A|^2 - \tau_R \frac{\partial |A|^2}{\partial \tau} \right) A = i\beta m \cos[\Omega(\tau - \delta\tau)] A + gA. \quad (3)$$

Здесь $v_g = (\partial\omega / \partial\beta)_{\omega_0}$ – групповая скорость волнового пакета; $d_n = (\partial^n \beta / \partial \omega^n)_{\omega_0}$ – дисперсионные параметры высших порядков, $\beta = n_0 \omega_0 / c$; R – коэффициент кубической (керровской) нелинейности; величина τ_R – параметр, характеризующий эффект вынужденного комбинационного саморассеяния [3] среды; $\tau = t - z / v_g$ – время в бегущей системе координат, связанной с импульсом; $g(\omega) = g_0 \left[1 + (\omega - \omega_{res})^2 / \Delta\omega_L^2 \right]^{-1}$ – коэффициент усиления в активной среде с БВП, где ω_{res} – резонансная частота линии усиления, $\Delta\omega_L$ – ширина линии усиления; величина $\tau - \delta\tau = \tau - (v_m^{-1} - v_g^{-1})z$ характеризует рассогласование групповой скорости волнового пакета и фазовой скорости БВП.

При условии малого рассогласования БВП и волнового пакета (т.е. $\delta\tau \leq 10^{-11}$ с, при $|\Omega|\tau_u \ll 1$, где τ_u – длительность импульса) показано, что возможна сверхбыстрая модуляция импульса при сохраняющейся линейности

ЧМ и большой ширине спектра. Это, в свою очередь, делает возможным дальнейшее сжатие импульса. Так, при положительном значении чирпа сжатие можно осуществить на дифракционных решетках. Если же у импульса сформировался отрицательный чирп, то для его дальнейшего сжатия может быть использован обычный световод с нормальной материальной дисперсией.

На рис.1 представлена динамика огибающей ЧМ-импульса (рис. 1а) и его спектра (рис.1б) в активном световоде с различными значениями нелинейности $R = 10^{-7}; 10^{-5}; 10^{-3} \text{ (Вт} \cdot \text{м)}^{-1}$ (кривые 1–3 соответственно).

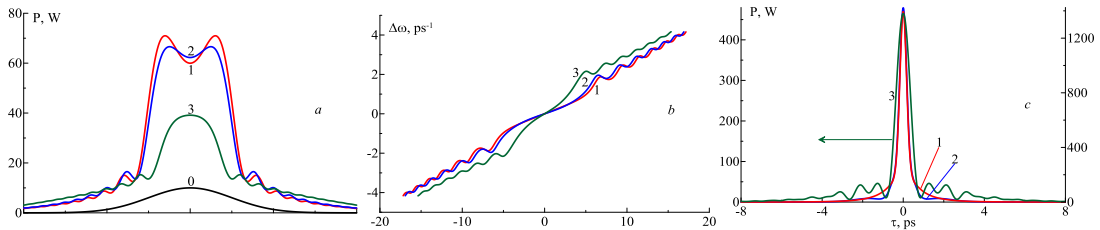


Рис. 1. Начальные параметры импульса: длительность $\tau_0 = 10^{-11}$ с, чирп $\alpha_0 = 0$, пиковая мощность $P_0 = 10$ Вт. Параметры среды с БВПП следующие: частота БВПП $\Omega = 10^9 \text{ с}^{-1}$; глубина модуляции ПП $\Delta n = 10^{-4}$; волновое число $\beta = 10^7 \text{ м}^{-1}$; нормальная дисперсия второго порядка $d_2 = 10^{-26} \text{ с}^2 / \text{м}$; оптическая длина пути импульса в световоде $L = 500 \text{ м}$. Параметры линии усиления среды: $g_0 \approx 10^{-2} \text{ м}^{-1}$, $\Delta\omega_L = 10^{11} \text{ с}^{-1}$.

Как видно из рис. 1б, импульс приобретает практически линейный чирп, значительно уширяется, а его пиковая мощность на выходе из световода с БВПП выросла в 4 (кривые 1,2) и 6 (кривая 3) раз. Пропуская затем такой импульс через диспергирующий элемент (в нашем случае через дифракционную решетку с дисперсионным параметром $D_{\text{eff}} = 10^{-24} \text{ с}^2 / \text{м}$ [3], см. рис.2), можно получить его сильную компрессию (рис.1с), причем его пиковая мощность возрастает более чем на порядок. Из рисунка 1 видно, что широкополосный ВП с шириной спектра $\Delta\omega > 10^{12} \text{ с}^{-1}$ может эффективно (т.е. с сохранением формы) усиливаться в среде со значительно меньшей шириной линии усиления ($\Delta\omega_L = 10^{11} \text{ с}^{-1}$).

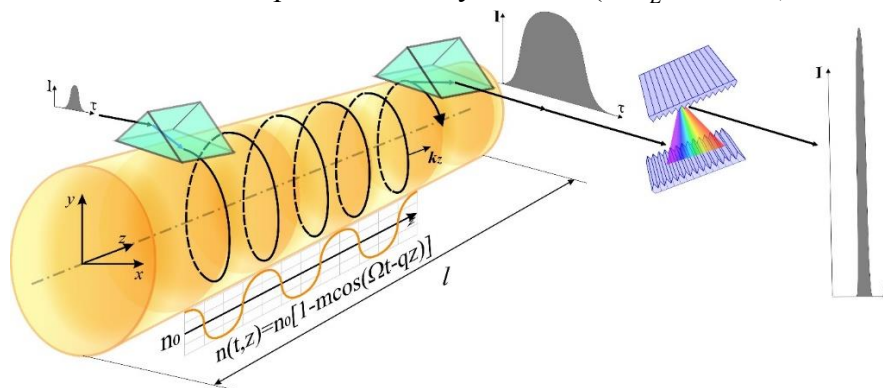


Рис. 2. Схема получения усиленного ЧМ-импульса в световоде с БВПП и его последующая компрессия на дифракционных решетках.

Практическую реализацию усиления импульса можно осуществить в световоде за счет взаимодействия БВПП и поверхностной волны типа моды шепчущей галереи (МШГ). В этом случае волновые пакеты распространяются

вдоль поверхности кварцевого световода-цилиндра по спирали с постоянным шагом (рис. 2).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 19-72-10037.

Литература

- [1] Торчигин В.П. *Квант. электроника*, **22**, 509 (1995)
- [2] Сычугов В.А., Магдич Л. Н., Торчигин В.П., *Квант. электроника*, **31**, 1089 (2001)
- [3] Agrawal G. *Nonlinear fiber optics* (Springer, fourth edition, 2007)

Секция 3
«Нелинейное преобразование частоты
излучения волоконных лазеров: ВКР,
ВРМБ, параметрическая генерация,
генерация гармоник, генерация
терагерцового излучения»

Wavelength-agile fiber amplifiers for quantum technology

Y. Feng

Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, CAS, Shanghai, China

E-mail: feng@siom.ac.cn

DOI: 10.31868/RFL2020.95

The progress of quantum science in laboratory has led to advanced technologies which will impact our everyday life. The development of quantum technologies such as computing, communication, sensing and imaging has become greatly attractive even for private sectors. Lasers are key tools in quantum science and technology. For example, high power single frequency lasers at various wavelengths, usually not easy to obtain, are required in laser cooling of atoms, optical standards, precision measurement etc.

In this talk, we discuss the advantage of fiber amplifiers for quantum technology application, which includes power scalability, robustness, and high beam quality, etc. We report our progress in developing high power low noise single frequency Yb, Er, and Raman fiber amplifiers for various quantum applications, usually including frequency doubling to visible and ultraviolet regime. High power single-frequency single-mode linearly-polarized Yb fiber amplifiers were developed for optical lattice generation, cooling of Hg atoms, and cesium Rydberg atoms [1-3]. High power single-frequency single-mode linearly-polarized Raman fiber amplifiers at various wavelengths were developed for different applications in atomic physics study [4-5]. And high power single-frequency single-mode linearly-polarized Er fiber amplifiers at 1560 nm was developed for atom interferometer with Rb atoms after frequency doubling to 780 nm [6]. Technical challenges in wavelength tuning, power scaling stimulated Brillouin scattering suppression, amplified spontaneous emission suppression, and second harmonic generation will be presented.

References

- [1] L. Zhang, S. Cui et al, *Opt. Express* **21**, 5456-5462 (2013)
- [2] J. Hu, L. Zhang et al, *Opt. Express* **21**, 30958-30963 (2013)
- [3] J. Qian, L. Zhang et al, *Appl. Opt.* **57**, 8733 (2018)
- [4] X. Yang, L. Zhang et al, *Opt. Lett.* **42**, 4351-4354 (2017)
- [5] L. Zhang, H. Jiang et al, *J. Light. Technol.* **34**, 4907-4911 (2016)
- [6] J. Dong, X. Zeng et al, *Opt. Express* **27**, 35362 (2019)

Stabilizing Brillouin Fiber Lasers

A.A. Fotiadi^{1,2,3,*}, **V.V. Spirin**⁴, **J.L. Bueno-Escobedo**⁴,
P. Mégret², **D.A. Korobko**¹, **I.O. Zolotovskii**¹

¹*Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, Russian Federation*

²*University of Mons, Mons, Belgium*

³*Ioffe Physico-Technical Institute of the RAS, St. Petersburg, Russian Federation*

⁴*Scientific Research and Advanced Studies Center of Ensenada (CICESE), México*

*E-mail: Andrei.Fotiadi@gmail.com

DOI: 10.31868/RFL2020.96-97

Low-noise lasers are a revolutionary tool in precision spectroscopy, displacement measurements, and the development of advanced optical atomic clocks. Further applications include lidars, coherent communications, frequency synthesis, and precision sensors of strain, motion, and temperature. While all applications benefit from lower frequency noise and robust laser design, some of them also require a simple laser configuration generating two locked frequencies. Recently, we have demonstrated a kHz-linewidth laser just combining a standard DFB laser diode and a few passive telecommunication components [1]. The principle of operation employs the mechanism of self-injection locking that could significantly improve the DFB laser performance. While a typical linewidth of free-running DFB semiconductor lasers ranges from a few to tens MHz, self-injection locking of the DFB laser through an external fiber ring cavity causes a drastic reduction of the laser linewidth down to a few kHz making it attractive for a new range of applications.

In such a laser configuration, the same external fiber cavity can be used for self-injection locking of the DFB laser and as Brillouin scattering media to generate the Stokes shifted optical wave. It is worth noting that other teams have already used the fiber ring cavity to generate Brillouin wave from an external laser diode [2]. However, they always face the problem of coupling between the DFB laser and the ring fiber cavity that is, in general, technically complicated and cost-consuming tasks. In our approach, the implementation of the self-injection locking mechanism in the Brillouin fiber laser configuration allows to maintain natural coupling between the DFB laser and the external fiber cavity enabling dual-frequency laser operation. However, a stable generation of two frequencies by the self-injection locked DFB laser has not been achieved yet, making it unavailable for many prosperous applications [3].

Several approaches have been performed to stabilize the laser operation in the self-injection locking regime. The main drawback of this technique is its high sensitivity to fluctuations of the configuration parameters and surroundings. Once getting locked to the cavity resonance, the laser starts to generate the cavity resonant frequency. Then any slow change of the ring mode frequency (due to environment temperature fluctuations, for example) near the stability point causes the same change of the laser frequency. However, a more extended drift of the cavity mode frequency (>10 MHz) causes mode-hopping making laser operation temporally unstable. As a result, a stable laser operation is commonly observed for a few seconds. With precise stabilization of the laser diode current and temperature used in conjugation with the thermal stabilization of the whole fiber configuration the periods of laser stability could be extended to tens of minutes and even more. However, such stabilization method is technically complicated and cost-consuming. The use of polarization maintaining fibers improves to some extent the laser stability preventing polarization mode-hopping [4].

Alternatively, stabilization of semiconductor DFB laser in self-injection locking regime could be achieved by implementing an active optoelectronic feedback con-

trolled by a low-cost USB-DAQ card [5]. In this approach, the narrowing of DFB laser linewidth is still provided by self-injection locking, whereas the active feedback is used only to maintain the laser operation in this regime. Therefore, in terms of feedback circuit bandwidth, complexity, and allocated memory, this solution is much less consuming than optoelectronic systems commonly used with fiber lasers.

Here, we introduce a simple dual-frequency laser [Fig.1, a] leveraging a ring fiber cavity that exploits one ring cavity mode for self-injection locking of a standard semiconductor DFB laser to generate light at pump frequency and another cavity mode to generate Stokes light via stimulated Brillouin scattering. In contrast to the previous laser configurations [3], the system is supplied with a low-bandwidth active optoelectronic feedback helping to maintain the regime of self-injection locking that in its turn takes charge of stable operation of two mutually locked pump and Stokes frequencies [Fig.1, b]. This configuration reduces the natural Lorentzian linewidth of the light emitted by the laser at pump and Stokes frequencies down to 400 Hz and 300 Hz, respectively, and features a stable 300-Hz-width RF spectrum of beating between two laser outputs [Fig.1, c]. Specifically, the laser cavity is spliced from standard SMF-28 components, has no thermal control of the fiber configuration, and employs a DFB laser diode powered by a standard driver. In future, translating the proposed laser design to integrated photonics will dramatically reduce cost and footprint for many applications such as ultra-high capacity fiber and data center networks, atomic clocks, and microwave photonics.

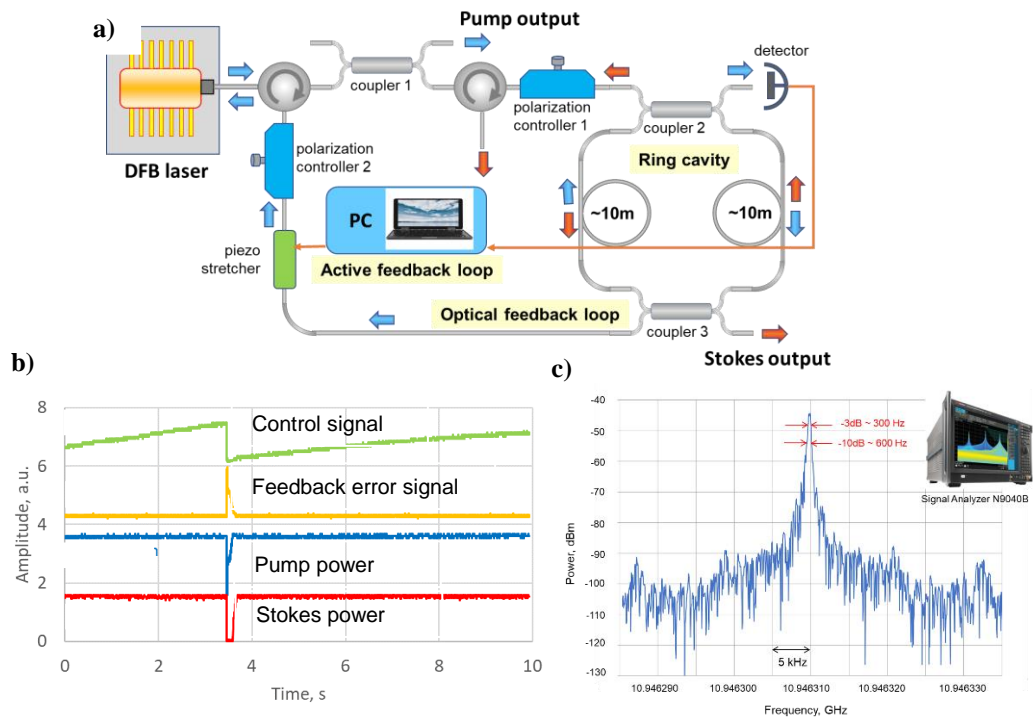


Fig. 1. Dual-frequency laser: experimental setup (a), output powers and operation of optical and electronic feedbacks against a knock on the fiber cavity (b), RF spectrum of beating between two frequencies.

The work is supported by the Russian Science Foundation (grant № 18-12-00457).

References

- [1] C. A. López-Mercado et al., *Optics Communications* **359**, 195-199 (2016).
- [2] L. Rossi et al., *Opt. Express* **27**, 29448-29459 (2019).
- [3] V. V. Spirin et al., *Laser Physics Letters* **10**, 015102 (2013).
- [4] J. L. Bueno Escobedo et al., *Results in Physics* **12**, 1840-1842 (2019).
- [5] V. V. Spirin et al., *Opt. Express* **28**, 478-484 (2020).

Spatiotemporal Mode-Locking in a Fiber Laser

Vladimir L. Kalashnikov^{1*} and Stefan Wabnitz^{1,2}

¹*Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Elettronica e Telecomunicazioni, Sapienza Università di Roma, via Eudossiana 18, 00184 Rome, Italy*

²*Novosibirsk State University, Pirogova 1, Novosibirsk 630090, Russia*

*E-mail: vladimir.kalashnikov@uniroma1.it

DOI: 10.31868/RFL2020.98

The endeavor of multidimensional soliton generation in nonlinear optics (so-called “light bullets”) and liquid crystals, Bose-Einstein condensates, etc., has a long history¹⁻⁴. Such coherent and strongly localized structures could provide unprecedented energy (or mass) condensation, bridging across micro- and macro-scaled phenomena. The study of multidimensional solitons introduces a new branch of “mesoscopic” physics, permitting the study of a broad area of nonlinear phenomena far from thermodynamic equilibrium.

We introduce a spatiotemporal mode-locking mechanism in a fiber (or waveguide) laser, based on nonlinear mode-cleaning enhanced by graded dissipation. Our analysis is based on the generalized dissipative Gross-Pitaevskii equation, which has a broad impact on nonlinear physics, including nonlinear optics and Bose-Einstein condensates. We demonstrate that careful control of dissipative and non-dissipative physical mechanisms results in the self-emergence of stable (2+1)-dimensional dissipative solitons. Achieving such a regime does not require any additional mode-locking mechanisms, and allows for stable energy (or “mass”) harvesting by coherent localized structures, such as ultrashort laser pulses or Bose-Einstein condensates.

We anticipate that the nonlinear coupling of spatial modes in either graded-index or photonic-crystal fibers, supported by the presence of graded dissipation, could implement the concept of the distributed Kerr-lens mode-locking⁵ in a fiber laser in the regime of multimode self-cleaning. That would provide a means to achieve highly-efficient and stable energy harvesting in an all-fiber laser, without the need of using any additional mode-locking mechanisms. In a broader context, we envisage that photonic devices could provide an efficient tool for metaphorical or analog modeling of strongly localized coherent (or partially coherent) structures, which spontaneously emerge in nonlinear nonequilibrium dissipative systems. In particular, these systems represent a classical analog of a Bose-Einstein condensate in the weakly-dissipative limit.

Acknowledgments

This work has received funding from the European Union Horizon 2020 research and innovation program under the Marie Skłodowska-Curie grant No. 713694 (MULTIPLY), the ERC Advanced Grant No. 740355 (STEMS), and the Russian Ministry of Science and Education Grant No. 14.Y26.31.0017.

References

- [1] B. A. Malomed, *Eur. Phys. J. Special Topics* **225**, 2507–2532 (2016)
- [2] Y. V. Kartashov et al, *Nature Reviews* **1**, 185–197 (2019)
- [3] K. Krupa et al, *APL Photonics* **4**, 110901 (2019)
- [4] V. N. Serkin, T. L. Belyaeva, *Optik* **176**, 38–48 (2019)
- [5] J. Zhang et al, *Advanced Solid State Lasers Conference, OSA Technical Digest, ATh4A.7* (2015)

Усиление рамановских диссипативных солитонов в фосфоросиликатных оптических волокнах

Д.С. Харенко^{1,*}, И.С. Жданов^{1,2}, М.С. Мишевский², А.Е. Беднякова^{2,3}

¹Институт Автоматики и Электрометрии СО РАН

²Новосибирский Государственный Университет

³Институт Вычислительных Технологий СО РАН

*E-mail: kharenko@iae.nsk.su

DOI: 10.31868/RFL2020.99-100

На сегодняшний день наблюдается повышенный интерес к ультракоротким импульсам на длинах волн в области 1.3 мкм, что связано с перспективами их применения для многофотонной микроскопии биологических объектов [1]. Существует несколько методов получения такого излучения: с помощью новых активных сред (висмут, празеодим) [2,3], с использованием параметрических усилителей [4], а также посредством генерации рамановских диссипативных солитонов (РДС) в фосфоросиликатных оптических волокнах [5]. Ранее нами была показана возможность генерации импульсов с несущей длиной волны вблизи 1.3 мкм и энергией до 2.5 нДж во внешнем резонаторе. Последующий численный счёт, в котором импульс накачки мог иметь произвольные ширину спектра и энергию, не показал существенного увеличения энергии генерируемых РДС [6]. Таким образом, актуальной задачей является исследование возможности последующего усиления РДС, и наиболее простым способом её решения в нашем случае является усиление с использованием эффекта ВКР в том же самом фосфоросиликатном волокне (синхронное усиление).

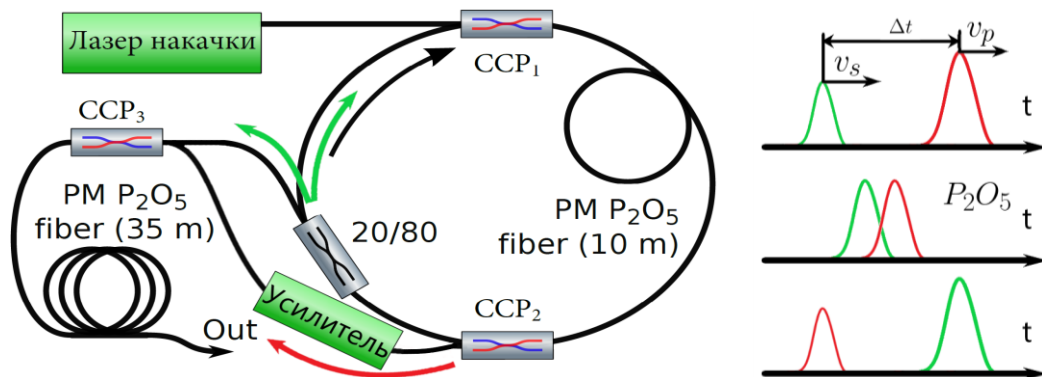


Рис. 1. Схема генерации и усиления РДС (слева), схематичное изображение взаимодействия импульса сигнала (s) и накачки (p) в фосфоросиликатном волокне (справа)

Схема генерации и усиления РДС приведена на Рис. 1. Для усиления РДС использовался непоглощённый импульс накачки, выведенный из резонатора дополнительным спектрально-селективным ответвителем и усиленный в иттербиевом волокне. Эффективное усиление посредством ВКР возможно только при условии полного прохождения импульсов друг через друга (из-за разности групповых скоростей) в отрезке фосфоросиликатного волокна на выходе. Процесс усиления схематично представлен на Рис. 1 справа, где Δt — это задержка между импульсами, а v_s и v_p обозначают групповые скорости сигнала и накачки соответственно.

Предварительные результаты представлены на Рис. 2. Слева приведены оптические спектры РДС для различных задержек между импульсами сигнала и накачки на выходе в случае отсутствия дополнительного усилителя. Здесь явно

виден эффект усиления посредством ВКР, когда перекрытие импульсов максимально (линия для 50 пс). Интегрально энергия возросла в полтора раза, чего не достаточно для реальных применений. К тому же значительно увеличился разброс между различными спектральными компонентами, что можно объяснить влиянием импульса накачки, который оказывается довольно изрезанным, и узостью самого пика рамановского усиления. Большее усиление РДС можно достигнуть с более мощным импульсом накачки, для чего в схему был установлен дополнительный усилитель (см. нижнее плечо на Рис.1). Оптические спектры для этого случая представлены на Рис.2 справа. Видно, что мощность импульса выросла на величину порядка 3 дБ, но из-за дополнительных потерь на оптических элементах выигрыш в абсолютных величинах оказался незначительным. Кроме того, доля прошедшей накачки составила почти 80%.

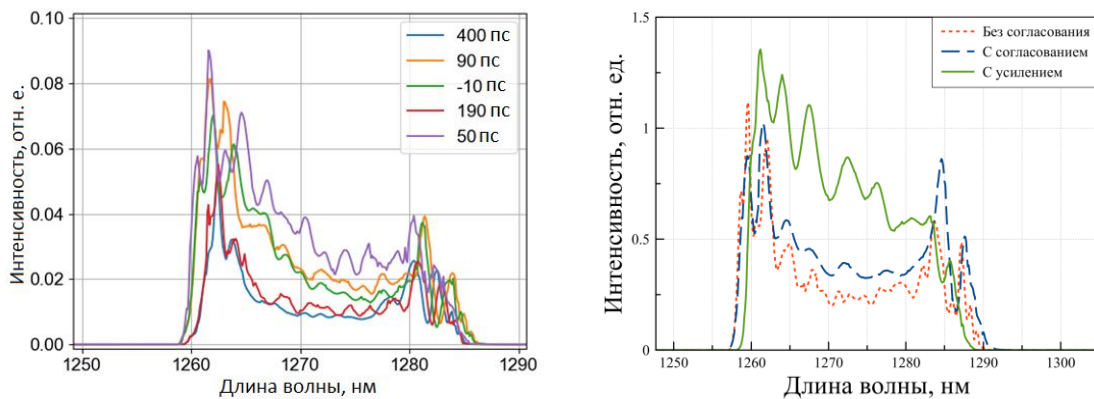


Рис. 2. Спектры на выходе в зависимости от оценочной задержки между импульсами накачки и сигнала (слева), спектры сигнала после усиления с дополнительным усилением накачки (справа)

Несмотря на то, что на текущем этапе добиться высокого коэффициента усиления не удалось, у реализованной схемы есть потенциал для дальнейших исследований. Например, можно получить большее усиление импульса накачки путём подавления генерации спонтанного сигнала, или оптимизировать величину линейной частотной модуляции (чирпа) импульсов. Возможно также и использование непрерывной накачки и большего отрезка фосфоросиликатного волокна.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-70093.

Литература

- [1] С. Xu, F. W. Wise, *Nature Phot.* **7**, 875 (2013)
- [2] А. М. Хегай, Ф. В. Афанасьев и др., *Квантовая электроника* **46**, 1077 (2016).
- [3] Н. Ahmad, S. N. Aidit and Z. C. Tiu, *Opt. Laser Technol.* **112**, 20 (2019).
- [4] Y. Qin, Y-H Ou, et al, *Optics letters* **44**, 3422 (2019)
- [5] Д. С. Харенко, В. Д. Ефремов и С. А. Бабин, *Квантовая электроника* **49**, 657 (2019)
- [6] А. Е. Bednyakova, D. S. Kharenko et al, *Opt. Express* **28**, 22179 (2020)

Модуляционная неустойчивость и параметрическое усиление в световодах с изменяющейся по длине дисперсией

Ю.А. Мажирин¹, Л.А. Мельников¹, А.А. Сысолятин^{2,*}

¹Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.

²Институт общей физики РАН им. А.М. Прохорова

*E-mail: alex@fo.gpi.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.101-102

Параметрическое усиление тесно связано с модуляционной неустойчивостью — генерацией боковых спектральных компонент при распространении в оптическом волокне с керровской нелинейностью излучения с постоянной интенсивностью. Для модуляционной неустойчивости необходимы определенные соотношения между дисперсией групповой скорости в волокне, частотой отстройки модуляционной компоненты от частоты поля накачки и коэффициентом нелинейности волокна [1]. Если волокно, вследствие модуляции диаметра, имеет дисперсию, зависящую от продольной координаты, то условия усиления боковых компонент будут различны в различных точках волокна, и условия генерации боковых компонент могут измениться. Однако, было показано, что модуляционная неустойчивость существует и в волокнах с переменным диаметром [2,3]. В докладе представлены результаты расчета спектра параметрического усиления в волокне с переменной дисперсией.

Решается НУШ:
$$2i \frac{\partial A(z,t)}{\partial z} - D(z) \frac{\partial^2 A(z,t)}{\partial t^2} + 2\alpha A^2(z,t) A^*(z,t) = 0,$$
 где

$D = -\frac{\lambda}{c} \frac{\partial^2 n_{эфф}}{\partial \lambda^2}$ - параметр, ответственный за дисперсию групповой скорости (ДГС), $n_{эфф}$ - эффективный показатель преломления волокна. Малые отклонения амплитуды поля имеют вид

$$A(z,t) = A_0(z,t) \left\{ 1 + [x(z) \exp[iy(z)]] \cos(\Omega t) \right\}. \quad (1)$$

Здесь $A_0(z,t) = \sqrt{P} \exp[i\alpha Pz]$ - решение НУШ для пучка накачки с постоянной интенсивностью. Здесь α - коэффициент нелинейности волокна, P - интенсивность накачки, Ω - отстройка частоты боковой компоненты от частоты накачки. Уравнения для x и y получаются в виде [2]:

$$x'' + K^2(z)x - Q(z)x = 0. \quad (2)$$

$$y' = [\Omega^2 D(z) + P\alpha]x(z), K^2 = 1/4\Omega^4 D^2(z) + P\alpha\Omega^2 D(z), Q(z) = D'(z)/D(z).$$

Если учесть $D(z) = D_0 + d\cos(\kappa z)$, где κ - частота модуляции дисперсии, d - амплитуда модуляции, D_0 - средняя дисперсия, то уравнение для x является уравнением с периодическими коэффициентами и может быть сведено к уравнению Матье [3,4]: $a - 2q\cos(2z) = K^2(z) - Q(z)$. В нём a и q - параметры в уравнении Матье. Определим инкремент нарастания возмущений $g = 2/z_0 \log[x(z_0)/x(0)]$, где z_0 - достаточно большая длина (можно положить $z_0=4$, которая измеряется в дисперсионных длинах).

На Рис.1 показана зависимость $K^2(z, \Omega)$. Видно, что в среднем $K^2 > 0$, что соответствует осциллирующим возмущениям. Если $K^2 < 0$, то это приводит к нарастанию возмущений. На Рис.2 а показан инкремент нарастания возмущений в зависимости от частоты. Видно, что в отсутствие дисперсионных изменений существует область усиления (модуляционной неустойчивости) шириной в несколько ТГц, которая также соответствует параметрическому усилению. При этом даже при положительной дисперсии существует область модуляционной неустойчивости (Рис.2 б). Эта область отсутствует при $d = 0$.

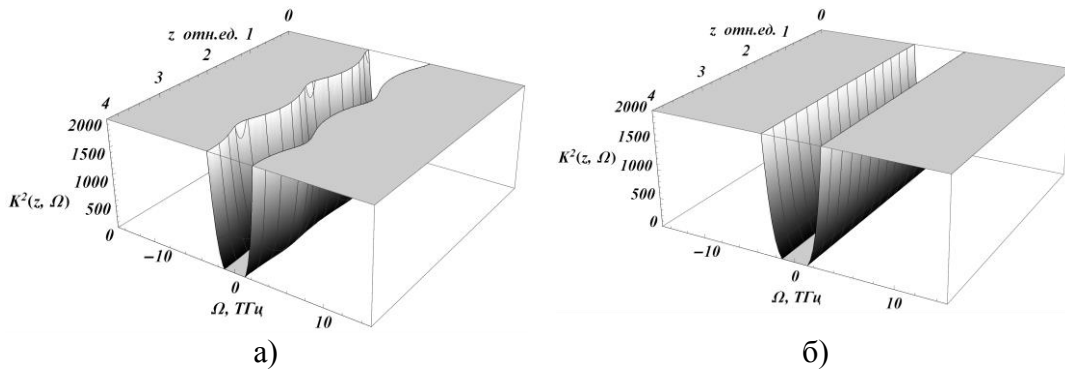


Рис.1. Зависимость $K^2(z, \Omega)$ построена для параметров $D_0 = -10\text{пс}/(\text{нм} * \text{км})$;

а) $d = 4$, б) $d = 0$; $\kappa = 2/\pi$; $\alpha P = 8$.

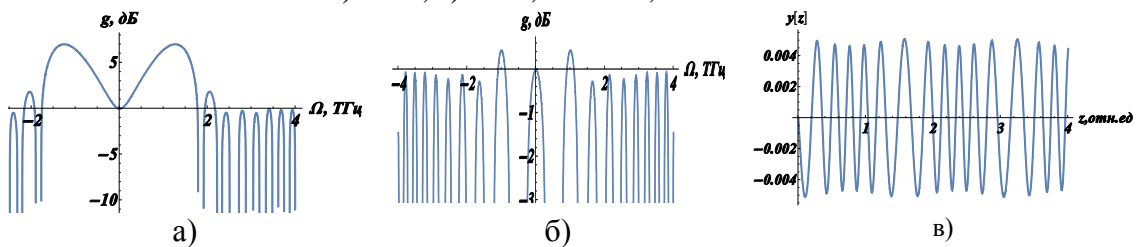


Рис.2. а) Зависимость инкремента нарастания боковых компонент $g(\Omega)$ для параметров как на Рис.1; б) то же, кроме $D_0 = 10\text{пс}/(\text{нм} * \text{км})$; в) Фаза возмущения $y(z)$, параметры, как на Рис. 1.

В данной работе показано, что модуляционная неустойчивость, а следовательно, и параметрическое усиление существуют и в волокнах с положительной ДГС. Для этого необходима модуляция дисперсии по длине волокна. Параметрическое усиление сигнала сопровождается незначительным, порядка 10^{-3} рад, фазовым шумом (члены с $y(z)$ в (2)).

Работа поддержана грантом РФФИ № 19-52-45012 .

Литература

- [1] G.P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Waltham: Academic Press, 648c (2013).
- [2] Л.А.Мельников, Ю.А.Мажирина. *Квантовая электроника* **47**, 1083-1090 (2017)
- [3] C.Finot, A. Sysolyatin et al. *Optics Commun* **348**, 24-30 (2015).
- [4] M. Abramowitz, I. Stigun. *Special Functions handbook*. Applied Mathematics Series, **55**, National Bureau of Standards, (1964).

Генерация сверхимпульсов в условиях модуляционной неустойчивости

И.О. Золотовский*, Д.А. Коробко, В.А. Лапин, П.П. Миронов,
Д.И. Семенов, М.С. Явтушенко, Д.Г. Санников

Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

*E-mail: rafzol.14@mail.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.103-105

Исследования эффекта модуляционной неустойчивости (МН) вызывают интерес, связанный с его фундаментальностью и с возможностью создания на его основе различных систем управления лазерным излучением [1-3], например, в новейших системах связи и в метрологии. В настоящей работе рассматривается преобразование квазинепрерывного оптического излучения в последовательность субпикосекундных импульсов, формируемых в результате развития МН. Показано, что пиковая мощность этих импульсов может превышать мощность фонового излучения на несколько порядков.

Пусть в световоде вдоль направления z реализуется бегущая волна показателя преломления (БВП) вида

$$n(t, z) = n_0 [1 - m \cos(\Omega t - qz)], \quad (1)$$

а также вводится слабо модулированный квазинепрерывный волновой пакет, временная огибающая которого задается соотношением:

$$A(0, \tau) = \sqrt{P_0} [1 + \zeta \cos(\Omega_{mod} \tau)]. \quad (2)$$

В уравнениях введены обозначения: Ω , $q = 2\pi / \Lambda$, Λ – частота модуляции, волновое число и период пространственной неоднородности ПП соответственно; $m = \Delta n / n_0$, Δn – глубина модуляции и максимальное изменение показателя преломления в БВП; $v_m = \Omega / q$ – скорость перемещения БВП; $P_0 = |A_0|^2$, ζ , Ω_{mod} – мощность, глубина модуляции и частота модуляции волнового пакета. Динамика волнового пакета в среде с БВП в координатах бегущего времени $\tau = t - z / v_g$ описывается как [5]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{d_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + \frac{d_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial \tau^3} + iR |A|^2 A = i\beta m \cos[\Omega(\tau - \delta\tau)] A, \quad (3)$$

где $v_g = (\partial\omega / \partial\beta)_{\omega_0}$ – групповая скорость волнового пакета, $d_n = (\partial^n \beta / \partial \omega^n)_{\omega_0}$ – дисперсионные параметры второго и третьего порядка ($n = 2, 3$), R – параметр кубической (керровской) нелинейности, $\beta = n_0 \omega / c$ – постоянная распространения волнового пакета в невозмущенном световоде, c – скорость света в вакууме. Величина $\tau - \delta\tau = \tau - (v_m^{-1} - v_g^{-1})z$ – временная отстройка, связанная с расстройкой групповой скорости импульса и скорости перемещения БВП.

На рис. 1 представлена динамика развития МН и формирования из исходно непрерывной волны накачки одного из последовательности сверхимпульсов (СИ). Сценарий формирования СИ в результате развития МН, описанный в работе [4], можно представить следующим образом: вначале происходит развитие индуцированной МН и формирование высокочастотной последовательности импульсов (бризеров) с частотой следования

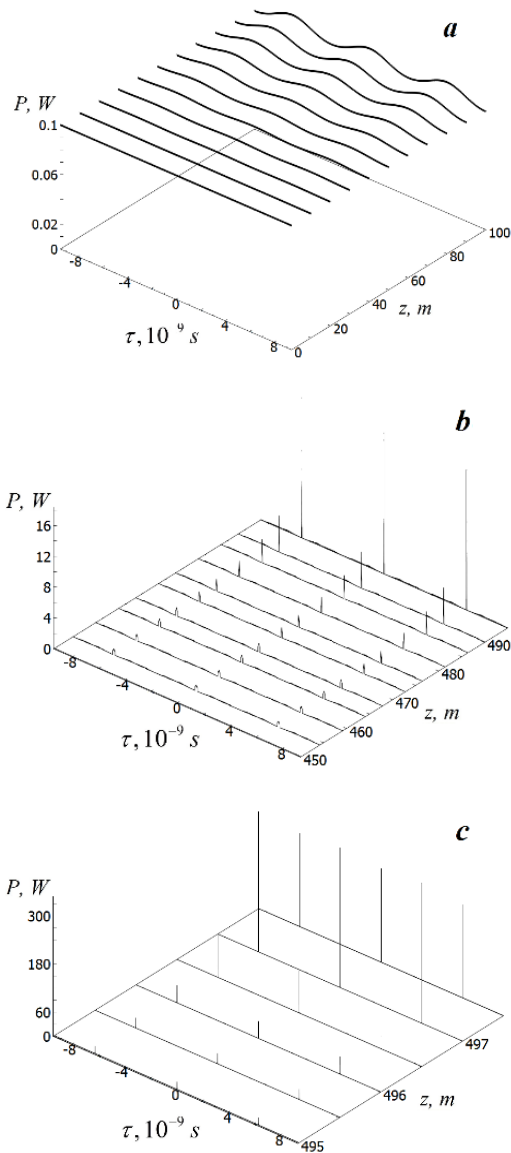


Рис. 1. Преобразование квазинепрерывной волны в последовательность ультракоротких импульсов на различных длинах световода при следующих значениях параметров:

$$d_2 = 10^{-26} \text{ s}^2 / \text{m}, \quad d_3 = 0, \quad R = 10^{-3} (\text{W} \cdot \text{m})^{-1},$$

$$P_0 = 0.1 \text{ W}, \quad \Omega_{ri} = 10^9 \text{ s}^{-1}, \quad \beta = 10^7 \text{ m}^{-1},$$

$$\Delta n = 10^{-4}, \quad \Omega_{mod} = 10^{12} \text{ s}^{-1}, \quad \zeta = 10^{-3}.$$

в световоде с БВПП нами предполагалось, что выполняется условие равенства групповой скорости волнового пакета и скорости БВПП, т.е. $v_g \approx v_m = \Omega / q$. Наиболее простой реализацией таких условий можно добиться за счет взаимодействия непосредственно в световоде БВПП и поверхностной волны типа моды шепчущей галереи (так называемой, туннелирующей волны) [1]. В этом случае подобного рода волновые пакеты распространяются вдоль поверхности кварцевого цилиндрического световода по спирали с постоянным шагом. Среди особенностей таких спиральных волн важным является то, что их продольная

$\Omega_{\max} = \sqrt{R_{ef} P_0 / |d_{2ef}|}$ и длительностью отдельного импульса $\tau_u \approx 2\pi / \Omega_{\max}$. Данный этап режима представлен МН на рис. 1 а. Следующий этап состоит в стягивании бризеров к областям максимума показателя преломления БВПП и формировании высокоэнергетического волнового пакета с энергией, пропорциональной $W_s \sim P_0 / \Omega$. При этом виден взрывообразный характер формирования субпикосекундных импульсов. Так, для выбранных частоты и глубины модуляции исходно непрерывной волны с мощностью 100 мВт пиковая мощность генерируемых СИ значительно превосходит $P_{\max} > 0,3 \text{ кВт}$, а их длительность составляет $\tau_s \sim P_0 / \Omega P_{\max}$, т.е. стремится к величине, значительно меньшей пикосекунды. При этом пиковая мощность тем больше, чем меньше частота следования генерируемых импульсов (чем меньше частота их следования, тем больше энергия, собираемая СИ за счет когерентного сложения энергии бризеров, генерируемых за время $T = 2\pi / \Omega$ и стягивающихся в единый СИ). В работе показана сверхбыстрая (на длине менее 1 метра) «финальная» генерация субпикосекундных импульсов с киловаттными мощностями из последовательности сформированных маломощных импульсов для случая вращающихся волн.

При исследовании квазинепрерывного волнового пакета в

(вдоль оси световода) групповая скорость может быть сколь угодно меньше скорости света.

Работа выполнена при поддержке Министерства Высшего образования и науки (проект №0830-2020-0009).

Литература

- [1] V. P. Torchigin, *Quantum Electron.* **23**(3), 235 (1993)
- [2] B. B. Baizakov, V. V. Konotop, M. Salerno, *J. Phys. B* **35**, 5105 (2002)
- [3] A. M. Rubenchik, S. K. Turitsyn, M. P. Fedoruk, *Opt. Express* **18**, 1380 (2010)
- [4] D. A. Korobko, S. G. Moiseev, I. O. Zolotovskii., *Opt.Lett.* **40**(20), 4619 (2015)
- [5] I. O. Zolotovskii et al., *JOSA B* 36(10):2877

Модовая декомпозиция лазерного излучения, распространяющегося в многомодовом волокне в режиме керровской самоочистки

М.Д. Гервазиев^{1,2,*}, Д.С. Харенко^{1,2}, И. Жданов^{1,2}, В.А. Гонга^{1,2},
Е.В. Подивилов^{1,2}, С.А. Бабин^{1,2}, С. Вабниц^{1,3}

¹Новосибирский государственный университет

²Институт автоматизации и электрометрии СО РАН

³DIET, Sapienza University of Rome, Italy

*E-mail: gervaziev.m@gmail.com

DOI: 10.31868/RFL2020.106-108

Многомодовые волокна долгое время оставались невостребованными из-за плохого качества пучка, которое обратно пропорционально количеству возбуждённых мод. Однако интенсивное исследование нелинейных эффектов при распространении мощного лазерного излучения в многомодовых волокнах с градиентным профилем показателя преломления привело к открытию ряда неожиданных явлений, таких как керровская самоочистка пучка [1] и генерация суперконтинуума с импульсами высокой пиковой мощности [2]. Механизм самоочистки заключается в том, что большая часть энергии пучка перетекает в фундаментальную моду с сопутствующим перераспределением энергии в сторону мод высокого порядка. Увеличение энергии фундаментальной моды приводит к увеличению качества пучка. Стандартным способом определения качества пучка является измерение параметра M^2 (м-квадрат). То есть фактически определяется степень отклонения расходимости пучка от гауссового. Но поскольку самоочистка представляет из себя нелинейное перераспределение энергии, переносимой большим числом мод волокна, такой подход не вполне корректен, и гораздо более информативным методом представляется модовая декомпозиция выходного луча.

Модовая декомпозиция – это метод анализа излучения, заключающийся в измерении амплитуд и относительных фаз мод, входящих в состав пучка. Существующие методы декомпозиции основаны на генетических алгоритмах [3], адаптивной оптике [4] или фазовой модуляции [5]. Реализовать последний вариант возможно при помощи пространственного модулятора света (SLM, от англ. – spatial light modulator). SLM – это прибор, обычно управляемый с помощью компьютера, который накладывает определенную форму пространственной модуляции (амплитудной, фазовой или амплитудно-фазовой) на излучение. Существующие работы по модовой декомпозиции включали в себя анализ пучка на выходе из маломодовых волокон, наша задача заключалась в том, чтобы сделать метод пригодным для использования в случае волокон с большим числом мод и градиентным профилем показателя преломления.

Принципиальная схема эксперимента приведена на рисунке 1. Используя свойство ортонормированности волоконных мод, разложение Якоби-Ангера и теоремы о преобразовании Фурье, фазовые маски формируются таким образом, чтобы центр первого порядка дифракции содержал информацию об амплитуде моды или её относительной фазе (относительно некоторой моды, обычно фундаментальной) [5]. В работе проведено численное моделирование процесса декомпозиции для случайно сгенерированного пучка. Показано, что амплитуды и фазы восстанавливаются с точностью до 10^{-7} , а восстановленный пучок практически неотличим от исходного. Добавлена дискретизация с целью

численно сравнить результаты для 10-битного и 8-битного модуляторов, Вычисления показали, что разница в дискретизации существенно не сказалась на точности определения амплитуд ($\sim 10^{-4}$). В случае определения фаз разница более существенна, но все равно не критична (точность 10^{-3} для 10 бит, и 10^{-2} для 8 бит).

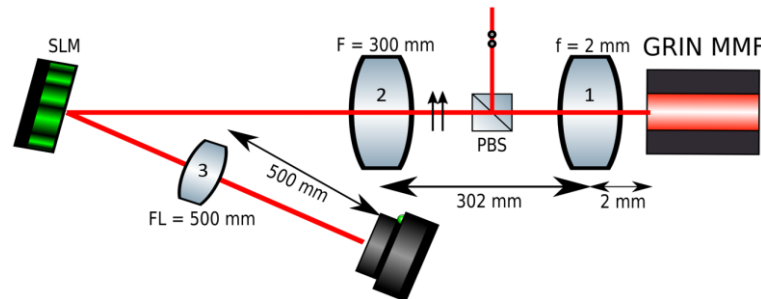


Рис. 1. Схема эксперимента по декомпозиции пучка. Линзы 1 и 2 переносят распределение поля в ближней зоне (с торца волокна) на модулятор. Линза 3 выполняет преобразование Фурье от промодулированного поля (формирует распределение поля в дальней зоне).

Проверено влияние разрешения фазовой маски на результаты декомпозиции. Сравнивались маски с размером фундаментальной моды 120, 90, 60 и 30 пикселей. Обнаружено, что с уменьшением разрешения особенно сильное увеличение погрешности происходит при значении радиуса моды в 30 пикселей (рис.2 (а,б)). При этом форма восстановленного пучка от исходного отличается незначительно (рис.2(в)).

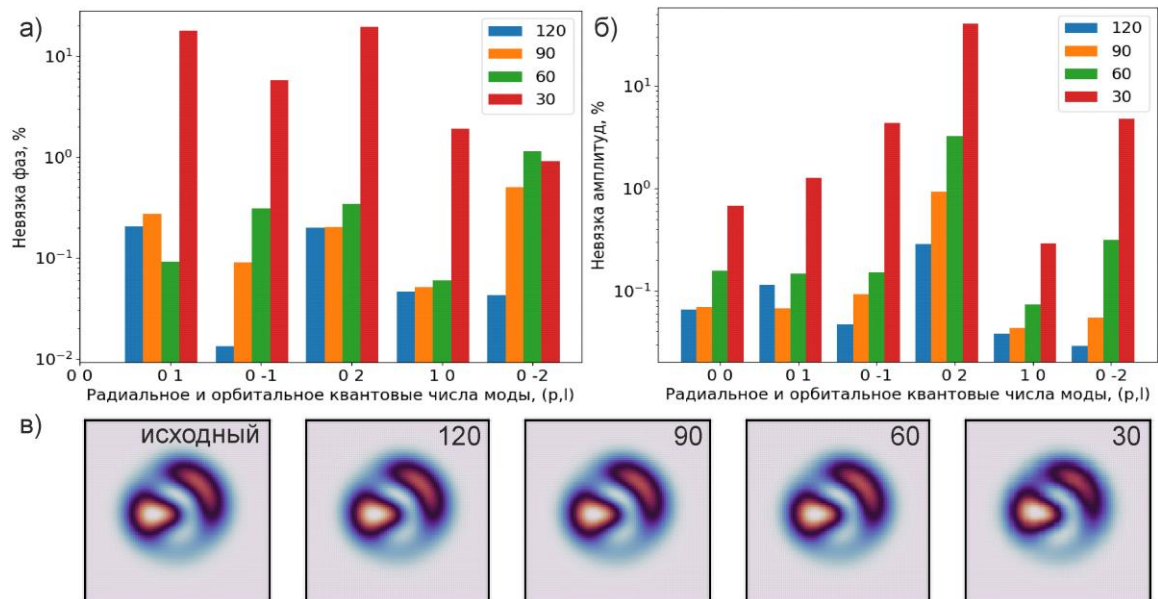


Рис. 2. а) невязка фаз (логарифмическая шкала), рассчитанных в процессе моделирования декомпозиции; б) невязка амплитуд (логарифмическая шкала), рассчитанных в процессе моделирования декомпозиции; в) слева направо – оригинальный пучок; пучок, восстановленный в результате декомпозиции с размером фундаментальной моды 120 пикселей; 90 пикселей; 60 пикселей; 30 пикселей;

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (14.Y26.31.0017).

Литература

- [1] K. Krupa, A. Tonello, et al. *Nat. Photonics* **11**, 237-241 (2017)
- [2] G. Lopez-Galmiche, Z. S. Eznaveh, et al. *Opt. Lett.* **41**, 2553 (2016)
- [3] L. Li, J. Leng, et al. *Opt. Express* **25**, 19680 (2017)
- [4] C. Schulze, D. Naidoo, et al. *Opt. Express* **20**, 19714 (2012)
- [5] D. Flamm, D. Naidoo, et al. *Opt. Letters* **37**, 2478 (2012)

Истощение накачки и чистка пучка при ВКР-генерации в многомодовом градиентном световоде

А.Г. Кузнецов^{1,*}, С.И. Каблуков¹, Е.В. Подвиллов^{1,2}, С.А. Бабин^{1,2}

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия

²Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

*E-mail: leks.kuznecov@gmail.com

DOI: 10.31868/RFL2020.109

В последнее время рамановские лазеры на основе градиентных световодов (GIF) привлекают большое внимание из-за возможности эффективного рамановского преобразования сильно-многомодового ($M_2 = 20-30$) излучения мощных лазерных диодов (ЛД) в стоксов пучок хорошего качества ($M_2 = 2-3$) в полностью волоконной схеме с резонатором на основе волоконных брэгговских решеток (ВБР) и с заведением накачки с помощью волоконных объединителей [1].

Используя коммерчески доступные GIF и ЛД 9xx-нм, такие лазеры могут генерировать излучение с хорошим качеством пучка на длине волны < 1 мкм, где генерация одномодовых Yb волоконных лазеров практически невозможна. Объединение излучения нескольких (до 3) высокомоощных ЛД в GIF с сердцевинной 100 мкм посредством многомодового 100 мкм волоконного объединителя накачки позволяет в данной схеме увеличить суммарную мощность накачки до ~ 200 Вт и генерировать стоксовое излучение с выходной мощностью 50-60 Вт на длинах волн 954 [1] и 976 [2] нм с использованием ЛД 915 и 940 нм, соответственно. При этом оптимизация поперечного профиля ВБР, записанной фемтосекундными импульсами в области сердцевины GIF позволяет улучшить качество пучка до $M_2 \sim 2$ без потери эффективности преобразования [2]. Хотя эффект чистки комбинационного рассеяния в волокнах с градиентным показателем преломления хорошо известен, его объяснение - качественное [4]. Оно основано на сложном анализе интегралов перекрытия между различными поперечными модами пучков накачки и стоксовой волны, показывающее более высокий коэффициент усиления слабого сигнала (т.е. около порога ВКР лазера) для стоксовых мод низкого порядка при случайной накачке GIF.

В данной работе представлены экспериментальные измерения профилей пучка накачки как вблизи рамановского порога, так и значительно выше порога (когда истощение накачки становится значительным) в 100 мкм GIF лазере с ЛД-накачкой, а также соответствующие профили стоксова пучка, генерируемые на длине волны 976 нм. Построена аналитическая модель для анализа ВКР усиления и профилей пучка. Обсуждается роль различных линейных и нелинейных эффектов в формировании выходного пучка.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ (19-52-53021).

Литература

- [1] S.A. Babin, E.A. Zlobina, et al, *J. Sel. Top. Quantum Electron.* 24, 1400310 (2018).
- [2] A.G. Kuznetsov, S.I. Kablukov, et al, *Laser Phys. Lett.* 16 (10), 105102 (2019).

Численное моделирование процесса самоочистки в многомодовом волокне с градиентным профилем показателя преломления при распространении волны накачки и стоксовой компоненты

О.С. Сидельников^{1,*}, Е.В. Подивилов^{1,2}, С.А. Бабин^{1,2}, М.П. Федорук^{1,3}

¹Новосибирский государственный университет

²Институт автоматизации и электрометрии СО РАН

³Институт вычислительных технологий СО РАН

*E-mail: o.sidelnikov@gnsu.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.110-111

Пространственно-временная динамика светового пучка в многомодовых волокнах в настоящее время вновь вызывает интерес как с точки зрения фундаментальной физики, так и в различных областях практического применения [1,2]. Недавние эксперименты в этой области [2,3] показали, что благодаря нелинейному эффекту Керра в многомодовых волокнах с градиентным профилем показателя преломления может наблюдаться процесс самоочистки пучка. В данной работе мы с помощью численного моделирования исследуем процесс самоочистки при одновременном распространении стоксовой волны и волны накачки в многомодовом волокне с параболическим профилем показателя преломления.

Рассматривалось градиентное многомодовое волокно диаметром 100 мкм и длиной 1 км с показателем преломления сердцевины $n_{co} = 1.47$ и $\Delta = 8.8 \cdot 10^{-3}$. По волокну одновременно распространялись две волны – накачка мощностью 150 Вт на длине волны $\lambda_p = 940$ нм и стоксовая компонента мощностью 5 Вт на длине волны $\lambda_s = 980$ нм. На вход подавалась волна накачки, имеющая параболический профиль, заполняющий всю сердцевину волокна. Для стоксовой компоненты использовался гауссов пучок, близкий к фундаментальной моде.

Первым рассматривался случай моделирования процесса распространения стоксовой волны и волны накачки с помощью балансных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dI_s}{dz} &= q_R I_p I_s, \\ \frac{dI_p}{dz} &= -q_R \frac{\lambda_s}{\lambda_p} I_s I_p, \end{aligned}$$

где I_p и I_s — интенсивность накачки и стоксовой компоненты, $q_R = g_R \cdot S_p^{eff}$, $g_R = 0.1$ дБ/(Вт·км) и S_p^{eff} — эффективная площадь накачки. На Рис. 1 (а) представлено входное и выходное распределение для волны накачки и стоксовой компоненты (см. вставку), полученное с помощью балансных уравнений. Как мы можем видеть, волна накачки истощается в центре, и в профиле распределения образуется большое углубление. Это происходит за счет того, что стоксовая компонента имеет небольшой радиус, и в рамках данной модели обмен энергии осуществляется только между точками, имеющими одинаковые пространственные координаты.

Однако балансные уравнения не позволяют описывать эффекты, связанные с дисперсией, нелинейностью и случайной связью пространственных мод. Поэтому в данной работе для численного исследования процесса распространения волны накачки и стоксовой компоненты нами была также рассмотрена система уравнений, основанная на модели связанных мод:

$$\frac{\partial A_{p,m}}{\partial z} = \sum_{m_1,p_1} C_{m,p}^{m_1,p_1} A_{m_1,p_1} - ik_S \frac{n_2}{n_{co}} \sum_{m_1,m_2,m_3} \sum_{p_1,p_2,p_3} f_{p_1,p_2,p_3,p}^{m_1,m_2,m_3,m} (A_{p_1,m_1}^* A_{p_2,m_2} + (2 + if) B_{p_1,m_1}^* B_{p_2,m_2}) A_{p_3,m_3},$$

$$\frac{\partial B_{p,m}}{\partial z} = \sum_{m_1,p_1} C_{m,p}^{m_1,p_1} B_{m_1,p_1} - ik_P \frac{n_2}{n_{co}} \sum_{m_1,m_2,m_3} \sum_{p_1,p_2,p_3} f_{p_1,p_2,p_3,p}^{m_1,m_2,m_3,m} (B_{p_1,m_1}^* B_{p_2,m_2} + (2 + if) A_{p_1,m_1}^* A_{p_2,m_2}) B_{p_3,m_3}.$$

Здесь $A_{p,m}$ и $B_{p,m}$ — амплитуды модовых компонент стоксовой волны и волны накачки соответственно, f — отношение между рамановской и керровской константами и коэффициенты $C_{m,p}^{m_1,p_1}$ соответствуют случайной линейной связи пространственных мод. В качестве начальных данных для такой модели в случае стоксовой компоненты использовалось разложение гауссова пучка соответствующего радиуса на пространственные моды. Для волны накачки все моды изначально имели равные интенсивности и случайные фазы. После усреднения по различным реализациям случайных фаз полученное распределение накачки было близко к параболическому профилю.

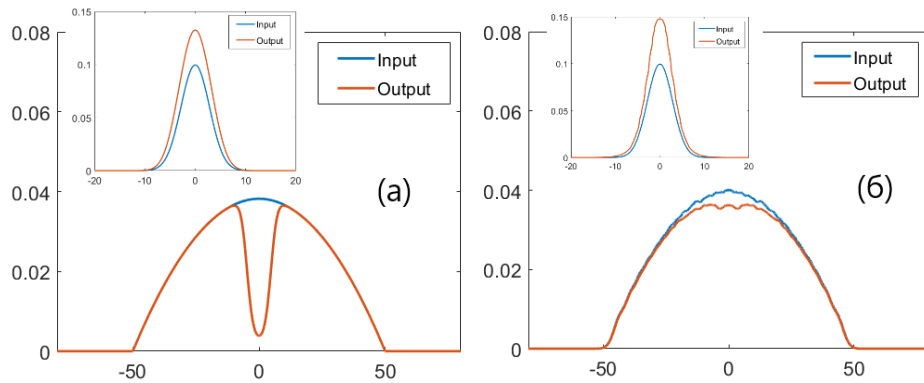


Рис. 1. Входное и выходное распределение для волны накачки, полученное с помощью модели балансных уравнений (а) и модели связанных мод (б).

На Рис. 1 (б) представлено входное и выходное распределение для волны накачки и стоксовой компоненты, полученное с помощью модели связанных мод. Как мы можем видеть, в данном случае за счет случайной линейной связи мод и керровской нелинейности при распространении происходит перетекание энергии в фундаментальную моду накачки, и в профиле распределение возникает лишь небольшое углубление.

Работа Федорука М.П. (теоретический анализ) была выполнена при поддержке проекта РНФ № 20-11-20040. Работа Сидельникова О.С. (математическое моделирование) была поддержана государственным заданием на проведение фундаментальных исследований № FSUS-2020-0034.

Литература

- [1] Y. Wakayama, D. Soma et al, *J. Lightwave Technology* **37**, 404-410 (2019)
- [2] K. Krupa, A. Tonello et al, *Nat. Photon.* **11**, 234 (2017)
- [3] E.V. Podivilov, D.S. Kharenko et al, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 103902 (2019)

Волоконный ВКР-лазер на основе 7-сердцевинного световода с перекрестной связью между сердцевинами

**А.В. Достовалов^{1,*}, М.И. Скворцов¹, А.А. Вольф¹, В.И. Лабунцов^{1,2},
О.Н. Егорова³, С.Л. Семёнов⁴, С.А. Бабин^{1,2}**

¹*Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия*

²*Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

³*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*

⁴*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики
им. Е.М. Дианова, Москва, Россия*

**E-mail: alexdest@gmail.com*

DOI: 10.31868/RFL2020.112-113

ВКР-лазеры на основе многосердцевинных волоконных световодов (МВС) с перекрестной связью между сердцевинами являются перспективными высокомоощными источниками, так как в данном типе лазеров уменьшается плотность мощности, что приводит к уменьшению влияния нелинейных эффектов. Существует достаточно большое количество исследований, посвященных лазерам на основе активных МВС, при этом количество работ, посвященных лазерам на основе пассивных значительно меньше. Так в работе [1] был представлен ВКР-лазер на основе двухсердцевинного волоконного световода (ДВС) с сохранением поляризации со случайной распределенной обратной связью, реализованной за счет рэлеевского рассеяния. В качестве одного из зеркал для конфигурации полуоткрытого резонатора было использовано кольцевое зеркало, приваренное к спектрально-селективному ответвителю. Ширина линии генерации данного лазера оказалась примерно в 5 раз уже, чем ширина линии случайного ВКР-лазера в аналогичной конфигурации на основе односердцевинного волокна. Было показано, что сужение линии генерации обусловлено ослаблением нелинейных эффектов и спектрально-селективными свойствами ДВС. Благодаря методу фемтосекундной поточечной фемтосекундной записи [2], позволяющей записывать волоконные брэгговские решетки (ВБР) в выбранных сердцевинах с высокой точностью позиционирования, в работах [3,4] были представлены новые конфигурации ВКР-лазера на основе ДВС. Так, в [3] реализована схема с точечными отражателями, где на входе в одной из сердцевин записана высокоотражающая ВБР, а накачка заводится через другую сердцевину. На выходном конце лазера выполнен прямой скол либо записана слабоотражающая ВБР. В [4] представлен метод дополнительной спектральной фильтрации за счёт записи на входе резонатора двух высокоотражающих ВБР в разных сердцевинах, которые смещены относительно друг друга в продольном направлении, тем самым образуя интерферометр Майкельсона. По сравнению с работой [1], было показано, что использование ВБР в резонаторах ВКР-лазеров на основе ДВС улучшает стабильности мощностных характеристик лазера, а также происходит значительному сужению линии генерации.

В данной работе реализована конфигурация ВКР-лазера (Рис. 1а) на основе 7-сердцевинного световода и точечных отражателей на основе высокоотражающих ВБР, созданных с применением фемтосекундной поточечной записи в периферийных сердцевинах на входе и выходе резонатора. Эффективный коэффициент отражения массив ВБР для каждой из сторон

резонатора оценивается как $\approx 80\%$. Для уменьшения влияния нерезонансных потерь сварка с накачкой осуществлялась через центральную сердцевину. Порог генерации достигался при мощности накачки ≈ 3 Вт, при этом максимальная ширина линии генерации при выходной мощности $\approx 2,5$ Вт составила менее 120 пм (Рис. 1б).

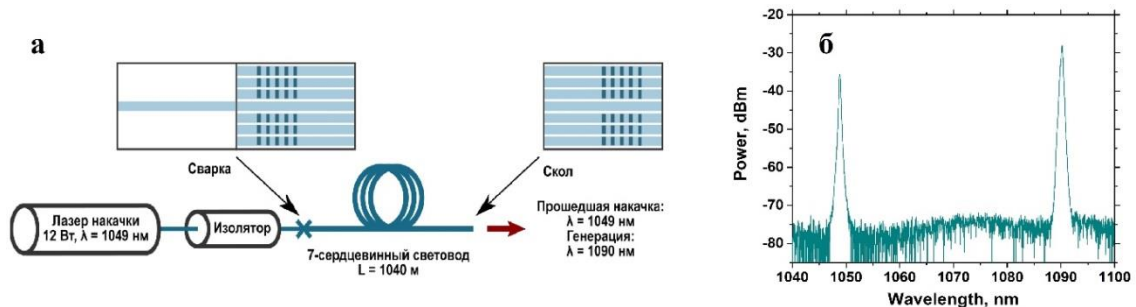


Рис. 1. (а) Схема ВКР-лазера на основе 7-сердцевинного световода. (б) Спектры накачки (≈ 1049 нм) и Стоксовой генерации (≈ 1090 нм).

Так как высокоотражающие ВБР были записаны на длине волны Стоксовой генерации только в периферийных сердцевинах, то основная мощность ВКР-генерации наблюдалась для центральной сердцевины. Таким образом, применение фемтосекундной технологии записи ВБР в выбранных сердцевинах позволяет задавать пространственное распределение выходного пучка ВКР-лазера на основе МВС. Увеличение эффективной площади поперечных мод, а также спектрально-селективные свойства МВС, позволят создать мощные ВКР-лазеры с узкой линией генерации.

В докладе будет рассказано об особенностях генерации данного типа ВКР-лазера, представлены его спектральные и мощностные характеристики.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 20-32-70132).

Литература

- [1] A. E. Budarnykh, I. A. Lobach et al, *Opt. Lett.* **43**, 567-570 (2018)
- [2] A.V. Dostovalov, A.A. Wolf et al, *Opt. Exp.* **24**, 16232-16237 (2016)
- [3] M.I. Skvortsov, S.R. Abdullina et al, *Quant. Elect.* **48**, 1089 (2018)
- [4] M.I. Skvortsov, S.R. Abdullina et al, *Opt. Lett.* **44**, 295-298 (2019)

Двухкаскадное рамановское преобразование 1030→1490→2680 нм чирпированных пикосекундных импульсов в револьверном световоде, заполненном дейтерием

А.В. Гладышев*, Ю.П. Яценко, А.Н. Колядин, И.А. Буфетов

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова*

*E-mail: alexglad@fo.gpi.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.114-115

Кварцевые световоды с полой сердцевиной, заполненной рамановски-активными газами, открыли новые возможности для преобразования лазерного излучения из хорошо освоенных спектральных областей ($\lambda \approx 1$ и 1.56 мкм) в средний ИК диапазон. На сегодняшний день продемонстрированы эффективные рамановские газовые волоконные лазеры (ГВЛ), генерирующие на длинах волн около 2.9 и 4.4 мкм [1-3]. Однако выходные импульсы указанных лазеров имеют длительность $\tau \approx 1$ нс, в то время как для многих приложений требуется излучение фемтосекундной длительности.

Переход к фемтосекундным импульсам в рамановских ГВЛ сталкивается с трудностями, обусловленными инерционностью молекулярных колебаний и преобладанием нелинейных процессов, связанных с практически безынерционной электронной поляризуемостью. Подавление нежелательных нелинейных эффектов можно реализовать с помощью линейного чирпа импульсов накачки. При этом длительность импульсов накачки увеличивается, после чего реализуется эффективное рамановское преобразование с последующим сжатием стоксового импульса до фемтосекундной длительности. Описанный метод был ранее продемонстрирован в ближнем ИК диапазоне[4-6].

В данной работе впервые реализована рамановская генерация субпикосекундных импульсов в среднем ИК диапазоне за счет двухкаскадного рамановского преобразования 1030 → 1490 → 2680 нм в световоде с полой сердцевиной, заполненном дейтерием.

Схема экспериментальной установки показана на Рис. 1. Лазер накачки генерировал на длине волны 1030 нм спектрально-ограниченные импульсы длительностью 250 фс, которые растягивались до 10 пс за счет внесения линейного положительного чирпа. Частота повторения импульсов составляла 2 кГц.

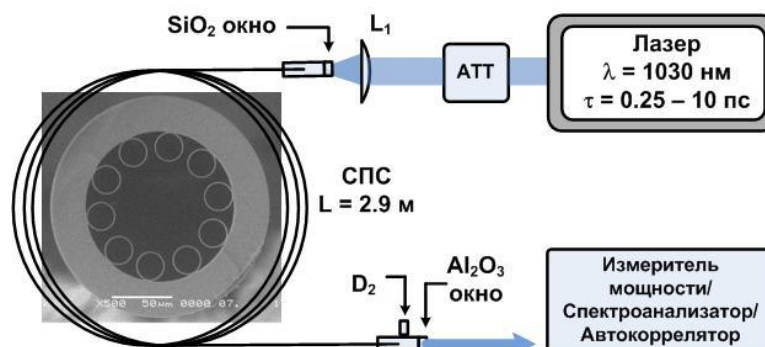


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. АТТ – аттенуатор, L1 – фокусирующая линза, СПС – световод с полой сердцевиной. На схеме указаны входное (SiO₂) и выходное (Al₂O₃) окошки и узел подачи газа (D₂) в световод. На вставке показано SEM изображение торца световода.

Излучение накачки вводилось в полый световод револьверного типа, заполненный дейтерием под давлением 5 атм. Длина световода составляла 2.9 м. Диаметр полый сердцевины и толщина стенок капилляров оболочки составляли 77 и 1.15 мкм, соответственно. Излучение с выходного торца световода подавалось на измеритель мощности, анализаторы спектра и автокоррелятор.

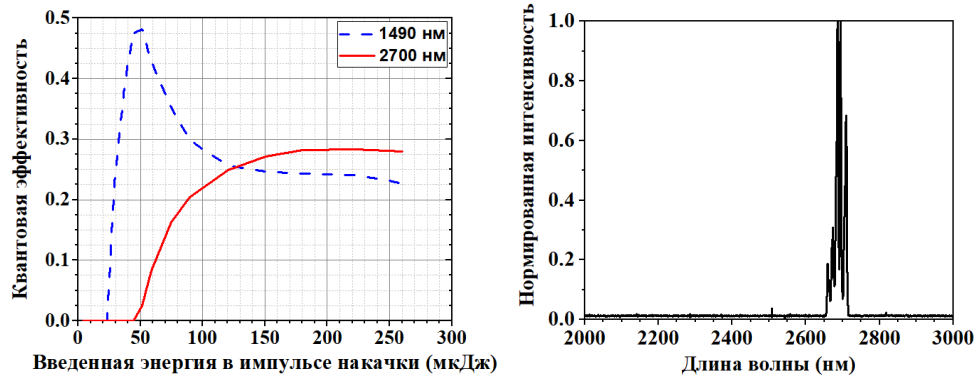


Рис. 2. (Слева) Квантовая эффективность рамановского преобразования в первую (синий пунктир) и вторую (красная кривая) стоксовы компоненты в зависимости от введенной энергии в импульсе накачки. (Справа) Спектр генерации рамановского лазера в среднем ИК диапазоне.

Порог генерации первой стоксовой компоненты ($\lambda = 1490$ нм) наблюдался при энергии в импульсе накачки $E_{1030} \approx 20$ мкДж (Рис.2, слева). Максимальная квантовая эффективность преобразования $1030 \rightarrow 1490$ нм составила 45 % и наблюдалась при $E_{1030} \approx 50$ мкДж. Дальнейшее увеличение энергии в импульсе накачки приводило к каскадному преобразованию излучения из первой во вторую стоксовую компоненту $1490 \rightarrow 2680$ нм (Рис. 2). Суммарная квантовая эффективность преобразования $1030 \rightarrow 2680$ нм достигала 28 %. Измерения автокорреляционной функции выходных импульсов на длине волны 2680 нм указывают на то, что вблизи порога генерации второй стоксовой компоненты реализуется режим генерации субпикосекундных импульсов.

Результаты численного моделирования по оптимизации рамановского преобразования в полых световодах револьверного типа указывают на возможность повышения квантовой эффективности преобразования chirpированных пикосекундных импульсов в средний ИК диапазон до уровня более чем 50%.

Полученные результаты открывают новые перспективы для генерации фемтосекундных импульсов в среднем ИК диапазоне.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 19-12-00361.

Литература

- [1] A. Gladyshev et al., *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **24**(3), Art no. 0903008, (2018)
- [2] M. S. Astapovich et al., *IEEE Photonics Technol. Lett.* **31**, 78-81, (2019)
- [3] Z. Li et al., *Opt. Lett.* **43**, 4671 (2018)
- [4] N. V. Didenko et al., *Quantum Electron* **45**(12), 1101 (2015)
- [5] A. V. Gladyshev et al., *Quantum Electron.* **49**(12), 1089-1092, (2019)
- [6] S. Loranger et al., in *CLEO-2020*, paper SM1P.1, (2020)

ВРМБ в волокнах с W-профилем и периодическим изменением дисперсии вдоль волокна

**Ю.А.Мажирина¹, Л.А.Мельников¹, А.И.Конюхов², А.А.Сысолятин^{3,*},
К.С.Гочелашвили³, Д. Венкитеш⁴, С. Саркар⁴**

¹*Саратовский государственный технический университет имени Ю.А. Гагарина*

²*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского*

³*Институт общей физики РАН им. А.М. Прохорова*

⁴*Индийский институт технологии, г. Ченнай, Индия*

*E-mail: alex@fo.gpi.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.116-117

Вынужденное рассеяние Манделъштама-Бриллюэна (ВРМБ) препятствует достижению большой мощности стационарной генерации в одночастотных волоконных лазерах, поэтому разработка волокон с высоким порогом ВРМБ является важной задачей. Для параметрических усилителей на основе оптического волокна ВРМБ также является нежелательным эффектом.

Чтобы рассчитать порог ВРМБ, следует рассчитать спектр звуковых мод волокна, интегралы перекрытия звуковых и оптических мод [1-4]. Оптическое волокно с точки зрения акустических колебаний представляет собой слоистый стержень [3,4]. Будем рассматривать волокно с W-профилем показателя преломления [5,6]. При изменении показателей преломления областей трехслойной структуры изменяются акустические характеристики этих областей [9,10]. Существуют два подхода к оптимизации волокна. Один заключается в создании антиволновода для звуковых волн путем подбора материалов слоев [7,8], другой — в продольной модификации спектра ВРМБ усиления [9,10]. Оба подхода позволяют увеличить порог ВРМБ на 10-20 дБ. Возможно также применение модулированной накачки [11]. Для расчета акустических мод можно использовать приближение, при котором реальное распределение акустических параметров среды (скорости звука для поперечных и сдвиговых волн, параметров затухания и др.) заменяется на ступенчатые функции, которые, таким образом, моделируют соответствующую слоистую структуру волокна [12-13]. После чего можно использовать аналитические решения для слоев [12-14] или метод конечных элементов [15].

Был измерен профиль показателя преломления преформы из которой изготавливалось волокно с W-профилем, а так же рассчитан профиль основной моды такого волокна. Для расчета дисперсии записывалось поле основной оптической моды LP₀₁ в сердцевине, тренче и оболочке в обычном виде через функции Бесселя [16]. Шивались поля и производные по радиусу на границах, и решалось характеристическое уравнение для поперечных волновых чисел. Это давало возможность рассчитать постоянную распространения для заданной длины волны, а также профиль моды. В результате вычислений в диапазоне длин волн от 0.4 до 2.5 мкм, была получена аппроксимационная формула для постоянной распространения β для волокна с показателями преломления сердцевины, тренча и оболочки, соответственно $n_c=1.453$, $n_t=1.435$, $n_o=1.444$ на длине волны 633 нм, и радиусами сердцевины и тренча $a=3$ мкм, $b=9$ мкм. При этих параметрах рассчитана дисперсия групповой скорости в зависимости от длины волны, показанная на Рис. 1 а.

Для расчета звуковых мод использовался подход, когда волокно представляется как многослойный стержень [12-13]. Результаты этих расчетов

спектра усиления ВРМБ показаны на Рис.1б-в для того же волокна. При этом использовались выражения для скоростей звука, плотности и постоянных затухания из [5]. На Рис.1в видно, что в генерации ВРМБ участвуют несколько звуковых мод и, таким образом, генерируются несколько стоксовых волн. Для моделирования процесса их генерации использовался подход к решению уравнений распространения[19] с использованием метода Куранта - Изааксона – Рис[20].

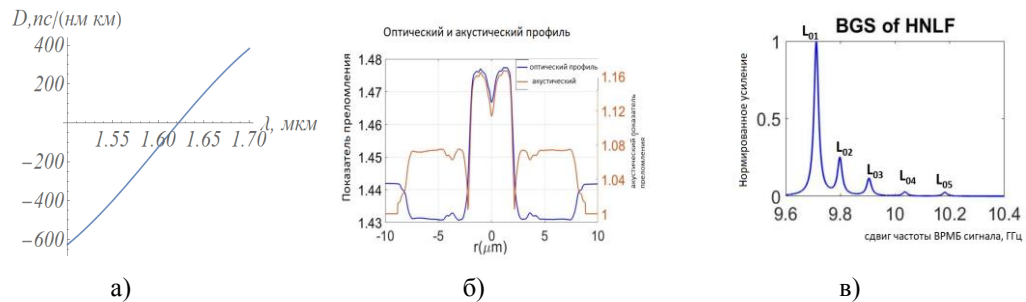


Рис. 1. а) ДГС; б) Оптический и акустический профили; в) Спектр ВРМБ – усиления.

Работа поддержана грантом РФФИ № 19-52-45012

Литература

- [1] Б. Я. Зельдович, А. Н. Пилипецкий, *Квантовая электроника* **13**, 840–843 (1986)
- [2] Б. Я. Зельдович, А. Н. Пилипецкий, *Квантовая электроника* **15**, 1297–1304 (1988)
- [3] C.K. Jen, *Proc. of the IEEE Ultrasonic Symposium* 1128-1133 (1985)
- [4] R.N. Thurston, *J. Acoust. Soc. Am.* **64**, 1-37 (1978)
- [5] А.С. Беланов, Е.М. Дианов, *Квантовая электроника* **39**, (2009)
- [6] A.S. Belanov, E.M. Dianov et al, *Quantum Electronics* **39**, 197-200 (2009)
- [7] M.D. Mermelstein, *Optics Express* **17**, 16225-16237 (2009)
- [8] M. D. Mermelstein, M. J. Andrejco et al, *Proc. of SPIE* **7580**, 75801G-1-75801G-13 (2010)
- [9] A.S. Belanov, S.V. Tsvetkov, *Quantum Electronics* **40**, 160-162 (2010)
- [10] M.-J. Li, S. Li et al, *OFC/NFOEC Technical Digest. Optical Fiber Comm. Conf.* **6**, 1-3 (2005)
- [11] V.R. Supradeepa, *Optics Express* **21**, 4677-4687 (2013)
- [12] L. Dong, *J. of Lightwave Tech.* **28**, 3162-3175 (2010)
- [13] L. Dong, *J. of Lightwave Tech.* **28**, 3156-3161 (2010)
- [14] X. Qian, B. Han et al, *Journal Instrum. Science & Technology* **41**, 175-186 (2013)
- [15] B. Ward, J. Spring, *Optics Express* **17**, 15685-15699 (2009)
- [16] M.Adams. Introduction to the theory of Optical Waveguides. John Wiley and Son, 1981.
- [17] A.H. McCurdy, *J. of Lightwave Tech.* **23**, 3509-3516 (2005)
- [18] A. B. Ruffin, M.-J. Li. *Optics Letters* **30**, 3123-3125 (2005)
- [19] Мажирин Ю.А. и др. *Прикладная нелинейная динамика*, **22**, 73(2014).
- [20] Courant R., Isaacson E., Rees M. *Commun. Pure Appl. Math.*, **5**, 243 (1952).

Потенциал применения нелинейных кристаллов-сегнетоэлектриков KTiOPO_4 , KTiOAsO_4 и KNbO_3 в миллиметровом диапазоне

Н.А. Николаев^{1,*}, А.А. Мамрашев¹, Г.В. Ланский², В.Д. Анцыгин¹, Ю.М. Андреев^{2,3}

¹*Институт автоматизирующей и электрометрии СО РАН*

²*Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН*

³*Томский государственный университет*

*E-mail: Nazar@iae.nsk.su

DOI: 10.31868/RFL2020.118-119

В настоящее время идет активное развитие радио и радиофотонных технологий выражающееся в росте модулирующих частот как оптоволоконных каналов передачи данных, так и беспроводных. Так, например, многие исследователи отмечают, что в ближайшие годы эта тенденция приведет к превышению пропускных способностей каналов значения в 100 Гбит/с [1]. Реализация этих ожиданий требует развития технологий миллиметрового (100—300 ГГц) и терагерцового (0,3—10 ТГц) диапазонов. В частности, актуальным является поиск и исследование диэлектрических свойств не только материалов, которые могли бы служить волноводами или подложками в составе новых устройств, но и поиск эффективных нелинейно-оптических сред. Поскольку существует проблема ограниченного быстродействия устройств «классической» электроники в обозначенных диапазонах, в последнее время все чаще говорят о оптико-оптическом преобразовании лазерного излучения в миллиметровый диапазон, т.е. минуя устройства классической электроники. Такое преобразование может быть основано на принципах нелинейной оптики.

Например, эффективными оптико-терагерцовыми преобразователями являются сегнетоэлектрики, в частности ниобат лития LiNbO_3 [2] и титанил фосфат калия KTiOPO_4 [3]. В ключе волоконных интегральных технологий перспективы применения сегнетоэлектриков в том числе обусловлены возможностью создания волноводов и периодических структур путем полинга. В таких структурах значительно возрастает эффективность преобразования лазерных частот как с их понижением (даунконверсия) [4] так и повышением (апконверсия) [5]. Более того, последние исследования показывают, что существует возможность эффективного детектирования терагерцовых волн посредством двухкаскадной апконверсии в кристалле ниобата лития [6]. Дополнительно стоит отметить, что согласно работам Ю. В. Шалдина [7], значения нелинейных коэффициентов сегнетоэлектриков внутри миллиметрового диапазона могут превышать значения для оптической области на 4 порядка.

Вышеупомянутые факторы безусловно позиционирует сегнетоэлектрики, как потенциально перспективные нелинейные среды для миллиметровой и терагерцовой фотоники, включая радиофотонику. В данной работе представлены результаты исследования диэлектрических свойств трех распространенных сегнетоэлектрических кристаллов KTiOPO_4 , KTiOAsO_4 и KNbO_3 в субтерагерцовом диапазоне. По измеренным показателям преломления разработаны уравнения Зельмеера, которые использованы для расчёта коллинеарного фазового синхронизма процесса даунконверсии излучения волоконных лазеров (длины волн в окрестности 1 мкм и 1,5 мкм) в миллиметровый диапазон. Для некоторых кристаллов представлены кривые

фазового согласования процесса генерации второй гармоники внутри миллиметрового диапазона.

Литература

- [1] J. Federici and L. Moeller. *J. Appl. Phys.* **107**, 111101 (2010).
- [2] Huang, Shu-Wei, et al. *Optics letters* **38.5**, 796-798 (2013).
- [3] Wu, Ming-Hsiung, et al. *Optica* **6.6**, 723-730 (2019).
- [4] Jankowski, Marc, et al. *Optica* **7.1**, 40-46 (2020).
- [5] Ma, Fei, et al. *JOSA B* **35.9**, 2096-2101 (2018).
- [6] Sakai, Hikaru, Kodo Kawase, and Kosuke Murate. *Optics Letters* **45.14**, 3905-3908 (2020).
- [7] Ю.В. Шалдин. *Нелинейная оптика: тр. 2-го Всесоюз. симпозиума по нелинейной оптике*. Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1968, с. 227-235.

Перспективы генерации терагерцового излучения в нелинейных кристаллах семейства боратов

Н.А. Николаев¹, А.А. Мамрашев^{1,*}, В.Д. Анцыгин¹,
Г.В. Ланский², Ю.М. Андреев^{2,3}

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН

²Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН

³Томский государственный университет

*E-mail: mamrashev@iae.nsk.su

DOI: 10.31868/RFL2020.120

Кристаллы семейства боратов нашли широкое применение в различных областях нелинейной оптики благодаря их преимуществам: относительно большому эффективному нелинейному коэффициенту, широкому спектральному диапазону прозрачности, высокому порогу разрушения и т. д. [1]. К типичным представителям кристаллов этого семейства относятся бета-борат бария (β -BaV₂O₄, BBO), триборат лития (LiB₃O₅, LBO) и триборат висмута (BiB₃O₆, BIBO).

В последнее время исследователи начали проявлять интерес к применению этих материалов в терагерцовой (ТГц) области спектра. Измерены их терагерцовые оптические свойства – показатель преломления и коэффициент поглощения при комнатной температуре и температуре жидкого азота [2-4]. В работе рассмотрены перспективы нелинейного преобразования излучения волоконных лазеров (длины волн 1 мкм и 1,5 мкм) в терагерцовое за счет генерации разностных частот (ГРЧ). Наиболее перспективным представляется преобразование в излучение суб-ТГц (миллиметрового) диапазона благодаря большей длине когерентности и низкому поглощению на фоновых модах. Этот диапазон актуален для телекоммуникационных систем нового поколения, в т. ч. 6G. В качестве примера на рис. 1 приведены расчётные кривые коллинеарного фазового согласования для процесса ГРЧ в кристалле BBO и сравнение его коэффициента поглощения с другими боратами в ТГц области.

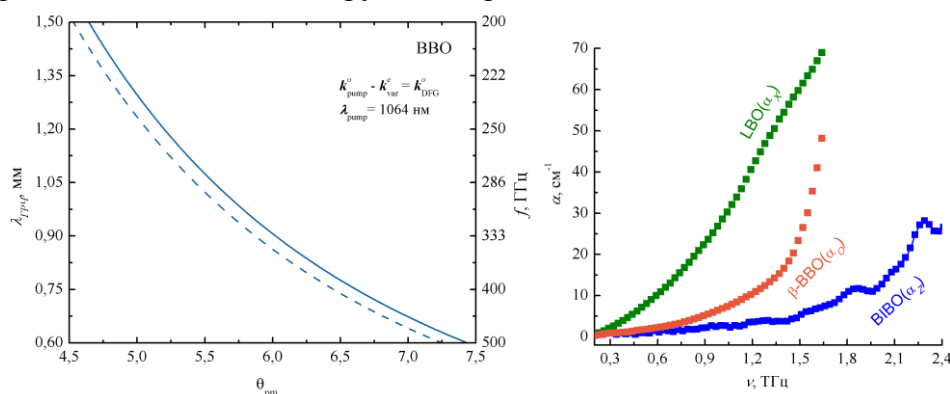


Рис. 1. Кривые фазового синхронизма ГРЧ в кристалле BBO при накачке на длине волны 1,064 мкм при температуре 300 К (сплошная линия) и 77 К (пунктир), слева. Спектры поглощения кристаллов семейства боратов в ТГц спектральном диапазоне, справа.

Литература

- [1] C. Chen, T. Sasaki et al. *Nonlinear optical borate crystals, principles and applications*, 1st ed., Wiley-VCH, 2012, 387 p.
- [2] N. A. Nikolaev, Yu. M. Andreev et al., *Journal of Physics: Conference Series*, **951**, 012003 (2018)
- [3] N. A. Nikolaev, Yu. M. Andreev et al., *Journal of Physics: Conference Series*, **951**, 012005 (2018)
- [4] Y. Li, J. Huang et al., *Results in Physics*, **16**, 102815 (2020)

Секция 4
«Применения волоконных лазеров:
обработка и фотомодификация
материалов, биомедицина, сенсоры»

Применение свёрточных нейронных сетей для компенсации нелинейных эффектов в волоконно-оптических линиях связи со спектральным уплотнением каналов

О.С. Сидельников^{1,*}, А.А. Редюк^{1,2}, М.П. Федорук^{1,2}, С.К. Турицын^{1,3}

¹Новосибирский государственный университет

²Институт вычислительных технологий СО РАН

³Институт фотонных технологий, университет Астана

*E-mail: o.sidelnikov@g.nsu.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.122-123

Нелинейность оптического волокна является основным ограничивающим фактором для дальнейшего увеличения пропускной способности современных систем передачи информации. Эксплуатация линий связи со спектральным уплотнением каналов (Wavelength-division multiplexing - WDM) предполагает увеличение общей мощности сигнала в волокне, что приводит к растущему воздействию нелинейных эффектов передачи. Метод обратного распространения сигнала (Digital backpropagation - DBP) [1] на сегодняшний день является одним из наиболее эффективных схем компенсации нелинейных искажений, однако он обладает высокой вычислительной сложностью. Методы машинного обучения и нейронные сети (НС), в частности, в настоящее время стали активно применяться в области волоконно-оптических линий связи благодаря тому, что они обеспечивают высокую точность классификации принятых символов при небольшой сложности [2]. В данной работе мы предлагаем схему компенсации нелинейных эффектов в линиях связи со спектральным уплотнением каналов, основанную на свёрточных нейронных сетях и имитирующую метод обратного распространения сигнала.

В работе рассматривается система передачи данных, состоящая из передатчика, 40 пролетов стандартного одномодового волокна по 80 км каждый, эрбиевых оптических усилителей после каждого пролета и приемника. На передатчике формируются 16-QAM сигналы с символьной скоростью $R_s = 64$ Гбод. Для придания формы импульсам используется фильтр с характеристикой типа корень из приподнятого косинуса с коэффициентом сглаживания 0.1. Исследуется система передачи данных с 11 частотными каналами с межканальным интервалом равным 75 ГГц. После распространения по каналу принятый сигнал проходит через согласованный фильтр, и после понижения частоты дискретизации выполняется компенсация нелинейных эффектов с использованием предложенной схемы. Далее выполняется демодуляция сигнала и вычисления коэффициента битовых ошибок (Bit error rate - BER).

Архитектура предложенной в работе глубокой свёрточной нейронной сети изображена на Рис. 1(а). Она моделирует метод обратного распространения сигнала, основанного на связанных нелинейных уравнениях Шредингера, и состоит из чередующихся слоев, соответствующих компенсации дисперсионных и нелинейных эффектов. Линейные слои такой нейронной сети представляют собой свёрточные фильтры, которые позволяют эффективно компенсировать хроматическую дисперсию, обладая при этом невысокой вычислительной сложностью. Нелинейная функция активации соответствует нелинейному шагу DBP с использованием расширенного метода Фурье расщепления по физическим процессам [3]. На вход свёрточной нейронной сети подаются принятые сигналы с одним отсчетом на символ, причем

рассматриваемые частотные каналы и поляризационные компоненты обрабатываются параллельно. Нами была реализована комплексная архитектура НС с использованием библиотеки MXNet. В качестве функции ошибок использовалась среднеквадратичная ошибка между переданными 16-QAM символами, и символами, полученными на выходе из нейронной сети. В работе используется глубокая свёрточная нейронная сеть, состоящая из 40 слоев, что соответствует числу пролетов в рассматриваемой линии связи.

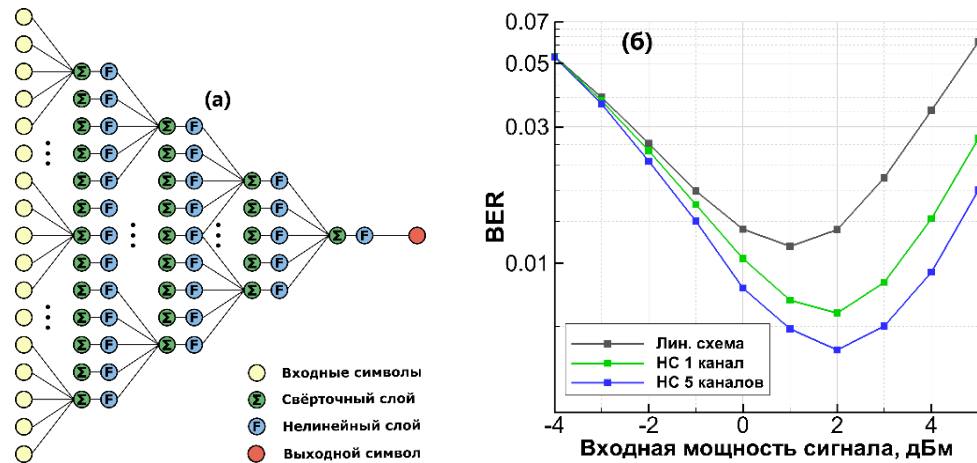


Рис. 1. (а) Архитектура рассматриваемой нейронной сети и (б) зависимость BER от начальной мощности сигнала.

Для оценки эффективности предложенной схемы мы сравнили линейную схему компенсации, которая только восстанавливает фазу принятого сигнала, и метод основанный на глубоких свёрточных сетях, который одновременно обрабатывает один и пять частотных каналов. На Рис. 1(б) представлена зависимость коэффициента битовых ошибок от начальной мощности сигнала для различных схем компенсации нелинейности. Как мы можем видеть, за счет эффективной компенсации нелинейных эффектов фазовой самомодуляции свёрточная нейронная сеть позволяет снизить BER при оптимальной мощности на 42% в сравнении с линейной схемой компенсации. В случае, когда предложенная схема обрабатывает 5 спектральных каналов одновременно, она дополнительно может компенсировать эффекты фазовой кросс-модуляции. Такая схема демонстрирует коэффициент битовых ошибок на 58% меньше, чем линейная схема, и на 27% в сравнении с «одноканальной» нейронной сетью. Следует также отметить, что обе глубокие свёрточные НС имеют одинаковую вычислительную сложность.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант № 17-72-30006).

Литература

- [1] E. Ip, J.M. Kahn, *J. Lightwave Technology* **26**, 3416-3425 (2008)
- [2] O.S. Sidelnikov, A.A. Redyuk, S.Sygletos, *Opt. Express*. **26**, 32765-32776 (2018).
- [3] M. Secondini, D. Marsella, E. Forestieri, *Proc. ECOC*, We.3.3.5. (2014).

Компенсация нелинейных искажений в системах с поляризационным мультиплексированием на основе полносвязанных нейронных сетей

С.А. Богданов^{1,*}, О.С. Сидельников¹, М.П. Федорук^{1,2}, С.К. Турицын^{1,3}

¹Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск

²Институт вычислительных технологий СО РАН, г. Новосибирск

³Астонский университет, Бирмингем, Великобритания

*E-mail: s.bogdanov@g.nsu.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.124-125

Увеличение пропускной способности современных волоконно-оптических систем связи через повышение мощности сигнала (и увеличения отношения мощности сигнала к шуму, как в линейных каналах связи) затруднено ввиду нелинейности оптического волокна. Поляризационное уплотнение каналов (Polarization-division multiplexing - PDM), которое позволяет повысить скорость передачи данных вдвое за счет одновременной передачи информации по двум поляризационным компонентам волокна, приводит к дополнительным нелинейным искажениям из-за взаимодействия сигналов имеющих разные поляризации. Методы машинного обучения зарекомендовали себя как эффективный инструмент для цифровой обработки принятых сигналов в волоконно-оптических линиях связи [1, 2]. В данной работе мы предлагаем использовать полносвязные нейронные сети (НС) прямого распространения для компенсации нелинейных искажений в приемнике систем передачи данных с поляризационным мультиплексированием. Были рассмотрены нейронные сети различной архитектуры и проведено сравнение их эффективности с линейной схемой компенсации.

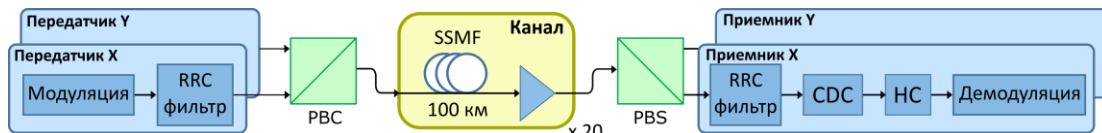


Рис. 1. Схема исследуемой линии

Схема исследуемой волоконной линии связи представлена на рисунке 1. Каждый передатчик генерирует 16-QAM сигнал с символьной скоростью $R_s = 32$ Гбод. Для придания формы импульсам используется фильтр с характеристикой типа приподнятый косинус с коэффициентом сглаживания 0.1. Далее сигналы с разных передатчиков объединяются в PDM-сигнал, который затем подается в канал. Линия состоит из 20 пролетов стандартного одномодового волокна по 100 км каждый и эрбиевых оптических усилителей с $NF = 4.5$ дБ после каждого пролета. В приемнике после разделения поляризационных компонент сигнал проходит через согласованный фильтр, а затем выполняется идеальная компенсация хроматической дисперсии. Далее после понижения частоты дискретизации до 1 отсчета на символ происходит компенсации нелинейных эффектов с помощью предложенной схемы, на основе полносвязных нейронных сетей. Затем выполняется демодуляция сигнала и вычисление коэффициента битовых ошибок.

Для классификации 16-QAM символов на приемнике используется нейронная сеть. Для обработки каждого символа на вход нейронной сети последовательно подаются действительные и мнимые части N предыдущих и N

последующих символов с обеих поляризаций. Таким образом, входной слой состоит из $2 \cdot 2 \cdot (2 \cdot N + 1)$ нейронов. Сеть также имеет два скрытых слоя с варьируемым числом нейронов и нелинейными функциями активации (\tanh). Выходной слой состоит из 16 нейронов, что соответствует количеству точек сигнального созвездия формата модуляции 16-QAM. Для обучения нейронной сети использовался алгоритм оптимизации Adam библиотеки TensorFlow.

На рис. 2а показан результат применения нейронной сети на приемнике системы связи только с одной поляризацией и для случая, когда данные передавались по двум поляризациям, но на вход сети подавались символы одной из них (синяя и зеленая линии соответственно). В обоих случаях для каждого символа учитывались его 10 предыдущих и 10 последующих соседей, а сеть имела по 64 нейрона на скрытых слоях. Далее для системы с двумя поляризациями делается попытка учесть символы со второй поляризации для предсказания только первой (красные точки). Видно, что при 64 нейронах на скрытых слоях учет второй поляризации не дает никакого эффекта: это связано с тем, что такая простая сеть не способна обработать возросшее число символов на входе. И лишь увеличение числа нейронов на скрытых слоях позволяет повысить эффективность такой обработки сигнала за счет учета второй поляризации.

Рис. 2б показывает, как одна и та же нейронная сеть с 192 нейронами на каждом скрытом слое может обрабатывать данные с двух поляризаций в зависимости от числа используемых символов с каждой поляризации на входном слое. На графике также приведены результаты для линейной схемы на основе адаптивных фильтров (Least Mean Square - LMS), которая компенсирует нелинейный фазовый сдвиг. В данном случае нейронные сети предсказывают либо данные только с одной из двух поляризаций, либо сразу с двух (зеленые и красные точки соответственно). Видно некоторое ухудшение в эффективности сети для случая предсказания двух поляризаций, связанное с необходимостью разделения на 256 классов.

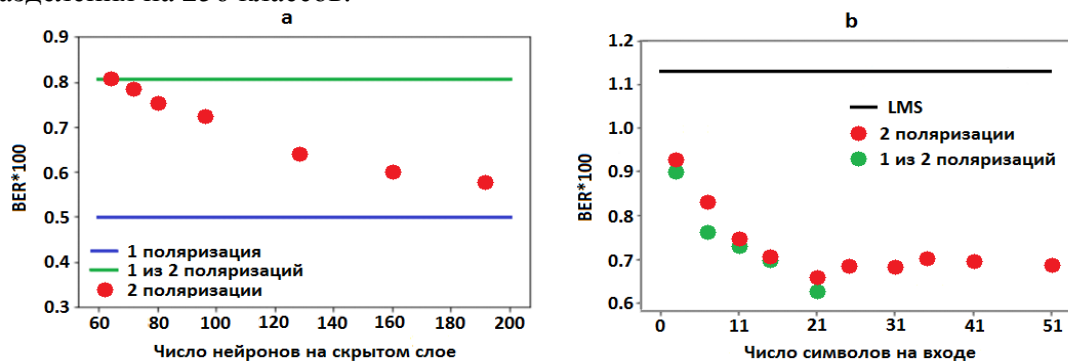


Рис. 2. Эффективность учета второй поляризации в зависимости от числа нейронов на скрытом слое (а). Результат применения нейронной сети для предсказания одной и двух поляризаций (б).

Работа Сидельникова О.С. (теоретический анализ) была выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации (МК-915.2020.9). Работа Богданова С.А. (математическое моделирование) была поддержана государственным заданием на проведение фундаментальных исследований №FSUS-2020-0034.

Литература

- [1] O.S. Sidelnikov et al, *Opt.Express.* **26**, 32765-32776 (2018).
- [2] C. Häger et al, *Proc. OFC, W3A.4* (2018).

Оптическое восстановление телекоммуникационного сигнала с амплитудной модуляцией

Е.А. Куприков¹, А.С. Кохановский¹, О.С. Сидельников¹, С.К. Турицин^{1,2}

¹Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Пирогова 2, Россия

²Aston Institute of Photonic Technologies, Aston University, Birmingham B4 7ET, UK

*E-mail: e.kuprikov@g.nsu.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.126-127

Волоконные линии связи с высокой скоростью передачи данных (100 Гбит/с) по одномодовому волокну на небольшие расстояния широко востребованы в центрах обработки данных для реализации протокола IEEE 802.3bs 400 Гбит/с [1]. Для достижения таких скоростей передачи данных необходимо компенсировать искажения оптического сигнала, создаваемые эффектом хроматической дисперсии, нелинейными эффектами и их комбинацией. При этом не все существующие решения, используемые в магистральных линиях связи, могут быть реализованы в центрах обработки данных. Основными требованиями к волоконным системам, применяемым в центрах обработки данных, являются низкая стоимость, простота реализации и эффективные энергетические характеристики. Поэтому желательно избежать сложных схем цифровой обработки сигнала для компенсации этих эффектов, которые могут приводить к дополнительным затратам энергии и задержки сигнала. В данной работе предлагается схема оптического регрессора, который позволяет восстанавливать оптический сигнал до непосредственного детектирования. Такие оптические методы потенциально могут быть энергетически эффективны и иметь широкую частотную полосу пропускания.

На Рисунке 1 представлена схема волоконной линии связи длиной 27 км с оптическим регрессором. В качестве формата модуляции оптического сигнала использовалась 4-уровневая амплитудно-импульсная модуляция со скоростью передачи 14 Гига-бод. После прохождения через линию связи и оптического регрессора сигнал детектируется фотоприемником. Средняя мощность сигнала варьировалась в диапазоне от 0 до 4 дБм.

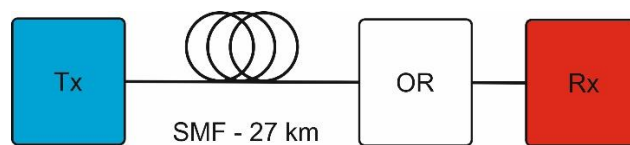


Рис. 1. Схема линии связи с оптическим регрессором

На Рисунке 2 представлена схема предлагаемого метода оптической обработки сигнала, которая состоит из 3 волоконных ответвителей и 3 волоконных объединителей.

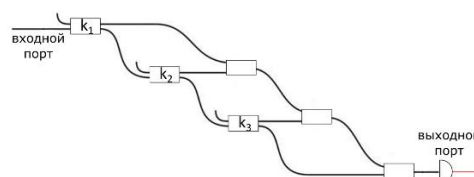


Рис. 2. Схема оптического регрессора.

Количество ответвителей и длина волоконной линии между соседними ответвителями являются гиперпараметрами предлагаемого устройства и подбираются для данной скорости передачи сигнала и длины оптоволоконной линии связи. Для каждого набора гиперпараметров коэффициенты деления ответвителей α определяются методом обратного распространения ошибки. Метод обратного распространения ошибки находит набор значений коэффициентов деления ответвителей k , который обеспечивает минимальную среднеквадратичную ошибку Err между детектируемым сигналом и первоначальным сигналом без искажений.

$$Err = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N |D(F(u(i), k)) - D(\hat{Y}(i))|^2 \rightarrow min,$$

где u – сигнал на выходе из оптической линии связи, F – функция преобразования устройства, которая зависит от набора коэффициентов деления ответвителей k , D – функция детектора, Y – сигнал до передачи по линии оптической связи, i – номер передаваемого символа от 0 до N .

Для демонстрации работы оптического регрессора использовалось численное моделирование распространения оптического сигнала по оптическому волокну с помощью решения нелинейного уравнения Шредингера, которое описывает эволюцию огибающей оптического сигнала $A(z,t)$:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A - i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i\gamma |A|^2 A.$$

Данное уравнение решалось численно с помощью симметричного метода Фурье расщепления по физическим процессам со следующими параметрами: линейные потери $\alpha=0.2$ дБ/км, нелинейность волокна $\gamma=1.4$ 1/(Вт·км), хроматическая дисперсия $\beta_2=-25$ пс²/км, длина волны $\lambda=1550$ нм, количество отсчётов на период $q=16$. На Рисунке 3 представлены глазковые диаграммы (eye-diagrams) сигнала после детектирования для случая, когда применялась предложенная схема (а) и для случая прямого детектирования (б). Средняя мощность сигнала составляла 0 дБм. В процессе определения параметров схемы мы получили следующую архитектуру устройства: 4 ответвителя с расстоянием 0.9116 мм между ними и коэффициентами 0.99, 0.45, 0.08 и 0.25 соответственно. Интенсивность битовых ошибок (BER) без применения предлагаемого метода составляет 0.00415, а после применения 0.00026. Для мощности 4 дБм BER без применения предлагаемого метода составил 0.0042 а после применения 0.00038. Коэффициенты ответвителей равны 0.95, 0.4, 0.09 и 0.66, соответственно.

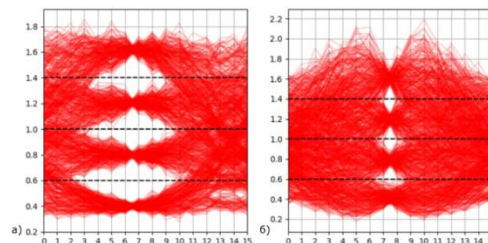


Рис. 3. Глазковые диаграммы регистрируемого сигнала а) после прохождения через устройство б) при прямом детектировании после прохождения линии связи.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект №17- 72-30006).

Литература

- [1] "IEEE Standard for Ethernet, Standard 802.3bs", 2017.
- [2] G.P. Agrawal, Nonlinear fiber optics, 4th ed. Academic press, 2007, 539.

Высокоскоростная многоканальная линия связи с переменной компенсацией дисперсии: подавление нелинейных искажений

Е.Г. Шапиро, Д.А. Шапиро*

*Институт автоматики и электрометрии СО РАН,
Новосибирский государственный университет*

**E-mail: shapiro@iae.nsk.su*

DOI: 10.31868/RFL2020.128-129

Для увеличения пропускной способности линий волоконной связи используется многоканальная передача информации, высокая скорость передачи в отдельном канале, форматы кодирования высокого порядка и др. Основными факторами искажения сигнала являются шумы усиления и нелинейные эффекты, сопровождающие распространение сигнала по линии связи.

В данной работе рассмотрена комбинация способов подавления нелинейных искажений в линии связи с нулевой средней дисперсией: большое chirпирование входных импульсов и переменная компенсация дисперсии. Показано, что одновременное использование этих способов существенно улучшает качество сигнала при многоканальной передаче информации.

Мы выполнили численный расчет распространения сигнала в рамках нелинейных связанных уравнений Шредингера [1] для трех каналов. Линия связи состояла из 10 участков вида

$$\text{SMF}(100 \text{ км}) + \text{EDFA} + DC(i).$$

Здесь SMF – стандартное одномодовое волокно, EDFA – эрбиевые усилители, которые полностью компенсировали затухание сигнала на участке волокна, $DC(i)$ – i -ый компенсатор. Мы полагали, что компенсаторы изготовлены на основе брэгговской решетки с малым затуханием. Поляризационная дисперсия не учитывалась. Обозначим d_i величину хроматической дисперсии, которую компенсирует устройство $DC(i)$. Величины d_i образуют арифметическую прогрессию с шагом Δd . Сумма d_i равна -17000 ps/nm , т.е. полностью компенсирует накопленную дисперсию 10 участков SMF. Таким образом, в отличие от работы [2], для данного дизайна не требуется посткомпенсация накопленной хроматической дисперсии. Форматом модуляции был выбран 8QAM. Здесь использовались два значения амплитуды ($0.043 \text{ Вт}^{1/2}$ и $0.086 \text{ Вт}^{1/2}$) и четыре значения фазы для каждой амплитуды. Информация кодировалась гауссовыми импульсами вида $a_n(\tau) = B_n \exp[-(\tau^2 - iC\tau^2)/2T_0^2]$, где B_n – амплитуда бита с номером n , C – параметр chirпа, T_0 задает ширину импульса, здесь $T_0 = 6 \text{ ps}$. Длина битового интервала была равна 25 ps . Каналы разнесены на 100 GHz .

Ниже приведены сигнальные диаграммы для центрального канала на приемнике после обработки, разделяющей каналы и уменьшающей шумы усилителей. На рис. 1 приведен график для $\Delta d = 0$ и нулевого начального chirпа. На рис. 2 изображен график для $\Delta d = 288.89 \text{ ps/nm}$ нулевого chirпа $C = 0$. На рис. 3 показан график для $\Delta d = 222.22 \text{ ps/nm}$ и $C = 5$.

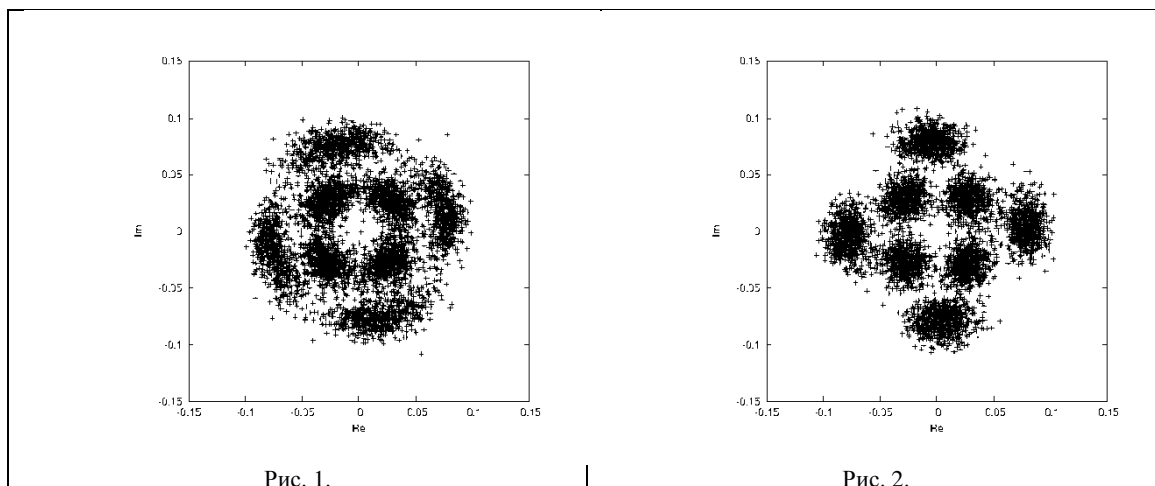


Рис. 1.

Рис. 2.

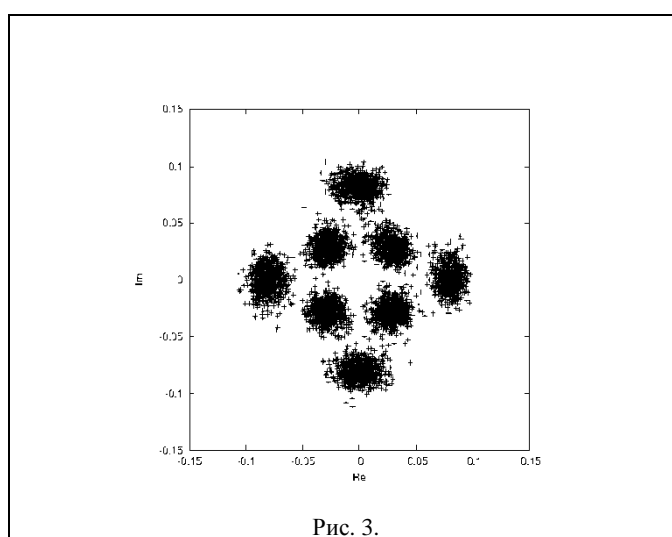


Рис. 3.

При большом значении чирпа каналы перекрываются в частотной области. Однако амплитуды частот сильно чирпированного импульса малы, поэтому искажения от межканального взаимодействия носят линейный характер и могут быть существенно уменьшены при обработке. Видно, что предложенные механизмы подавления нелинейных шумов эффективно подавляют внутриканальные нелинейные искажения

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, гос. рег. № ААААА17-117062110026-3.

Литература

- [1] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, Amsterdam, Elsevier, 2007
- [2] Е. Г. Шапиро, Д. А. Шапиро, *Кв. электрон.*, **50**(2) 184–186 (2020).

Оптическая нейронная сеть на основе синтетических фотонных решеток

А.В. Паньков¹, И.Д. Ватник^{1,*}, Д.В. Чуркин¹, А.А. Сухоруков²

¹Новосибирский государственный университет

²Nonlinear Physics Centre, Research School of Physics, Australian National University, Canberra, ACT 2601, Australia

*E-mail: i.vatnik@nsu.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.130-131

Область нейронных сетей развивается крайне быстро. Одновременно растут как сложность архитектуры нейронных сетей, так и сложность решаемых с их помощью задач. В цифровых нейронных сетях (ЦНН) при увеличении размера самой сети число требуемых для ее работы математических операций растет нелинейно, что приводит к нелинейному росту времени, требуемому для выполнения поставленной задачи. Оптические же нейронные сети (ОНН) обладают большим потенциалом, т.к. обработка информации в таких системах физически реализована на основе пространственного распределения излучения [1, 2] и по скорости ограничена буквально скоростью света, в то время как в ЦНН скорость ограничена скоростью работы процессоров. По этой причине актуальной задачей является разработка и реализация ОНН, основанных на различных подходах

В данной работе нами рассмотрена возможность использования в качестве ОНН оптоволоконную систему, известную как «синтетическая фотонная решетка» (СФР) [3]. СФР состоит из двух оптоволоконных петель различной длины с контролируруемыми набегами фаз в каждой, соединенных между собой настраиваемым оптоволоконным делителем (Рис.1а). Гибкость в управлении световыми импульсами в такой системе позволила продемонстрировать в ней множество различных физических эффектов [4-7].

Эволюция оптических импульсов, распространяющихся в СФР, аналогична эволюции сигналов, распространяющихся по синапсам между нейронами. При этом, однако, каждый из слоев в СФР реализуется при одном обходе светом волоконной петли, а каждый узел («нейрон») в слое имеет связи только с двумя узлами в следующем слое (рис. 1б и 1в). Важно отметить, что в отличие от других оптических нейронных сетей, эволюция света в СФР происходит во времени, а не в пространстве.

Мы разработали алгоритм обучения нейронной сети, реализованной в СФР, на основе классического метода обратного распространения ошибки с учетом особенностей распространения оптического сигнала в СФР. Если обычно в процессе обучения корректируются независимо веса синапсов, то в данном алгоритме корректировке подвергаются такие параметры как фазовые сдвиги на короткой и длинной петле (φ , ψ) и коэффициент оптоволоконного делителя, вставленного между петлями. При этом каждый из этих параметров изменяет несколько весов связей между нейронами одновременно.

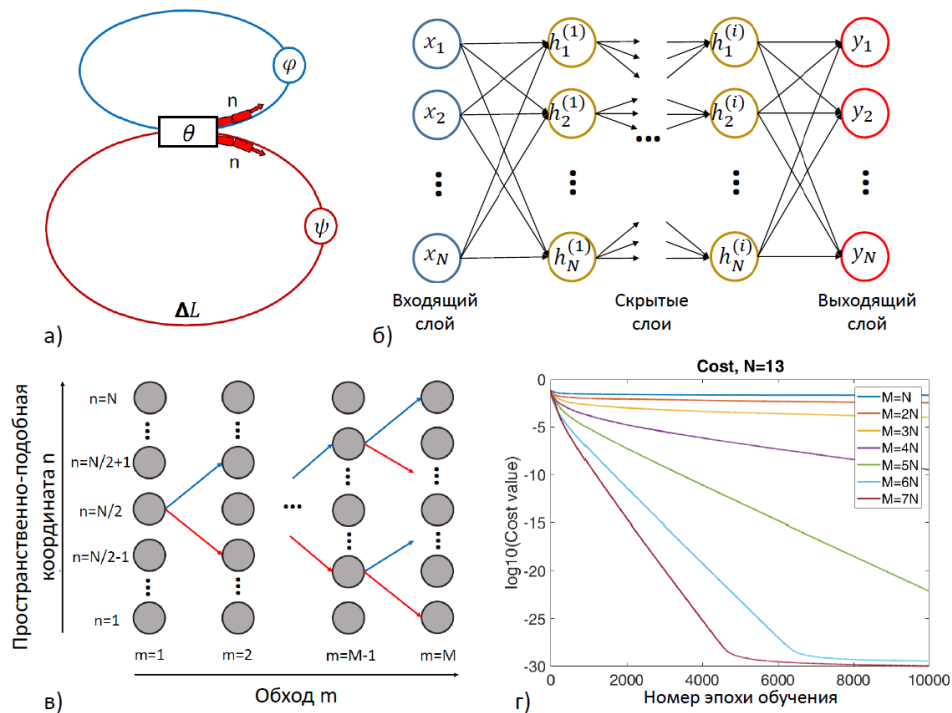


Рис. 1. а) Синтетическая фотонная решетка б) Классическая полностью соединенная нейронная сеть в) Схематическое представление СФР в виде нейронной сети с ограниченным количеством связей между нейронами г) Зависимость функции ошибки (cost value) при обучении ОНН на основе СФР при различных размерах СФР.

В качестве тестовой решалась задача поиска состояния синтетической фотонной решетки, соответствующего заданному унитарному линейному преобразованию над входной последовательностью оптических импульсов. Как и следовало ожидать, обучение происходило тем быстрее, чем больше отношение числа слоев M (т.е. числа обходов синтетической фотонной решетки) к размеру N воспроизводимой унитарной матрицы.

Таким образом, мы продемонстрировали, что синтетическая фотонная решетка может играть роль оптической нейронной сети и реализовывать заданные линейные преобразования над временными последовательностями импульсов.

Работа выполнена в рамках государственного задания FSUS-2020-0034.

Литература

- [1] Shen, Yichen, et al. *Nature Photonics* **11**, 441 (2017).
- [2] Lin, Xing, et al. *Science* **361**, 1004 (2018).
- [3] Schreiber, A., et al. *Physical review letters* **106**, 180403 (2011).
- [4] Wimmer, Martin, et al. *Nature Physics* **9**, 780 (2013).
- [5] Regensburger, Alois, et al. *Physical Review Letters* **110**, 223902 (2013).
- [6] A. Pankov et al. *Sci. Rep.* **9**, 3464 (2019).
- [7] Weidemann, Sebastian et al. *Science* **368**, 311 (2020).

Эквализация оптического сигнала в дисперсионной оптической линии связи с помощью синтетической фотонной решетки

А.В. Паньков^{1,*}, О.С. Сидельников¹, И.Д. Ватник¹, А.А. Сухоруков², Д.В. Чуркин¹

¹*Новосибирский государственный университет*

²*Nonlinear Physics Centre, Research School of Physics, Australian National University, Canberra, ACT 2601, Australia*

*E-mail: dabrdadub@mail.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.132-133

На сегодняшний день наблюдается экспоненциальный рост объемов интернет-трафика, в то же время современные волоконно-оптические линии связи уже приближаются к пределу своей пропускной способности [1]. Приобретающим популярность способом увеличения пропускной способности является пост-обработка оцифрованного сигнала с помощью методов машинного обучения, в том числе с помощью искусственных нейронных сетей [2]. Основной проблемой в этих методах является увеличение скорости обработки, поскольку для применений необходимо обрабатывать сигнал в режиме реального времени. С другой стороны, реализация нейронной сети не обязательно должна быть программной – обработка информации может происходить непосредственно в оптическом диапазоне с помощью управления оптическими импульсами.

В данной работе изучается возможность эквализации сигнала в оптической линии связи с помощью полностью оптической обработки с использованием оптической нейронной сети на основе синтетической фотонной решетки (СФР) – системы, состоящей из двух оптоволоконных колец различной длины, соединенных оптоволоконным делителем. Из-за разницы в длине петель импульс, помещенный в одну из них, создает последовательность импульсов в каждой из петель, которые интерферируют при каждом обороте, тем самым создавая комплексную картину эволюции, которая управляется с помощью контроля набега фаз и введения управляемого усиления или затухания в петлях [3]. Нами было показано, что подбор параметров СФР для получения заданной эволюции сигнала можно производить методами, аналогичными методам построения искусственных нейронных сетей. При этом нейронная сеть на основе СФР работает с временной последовательностью оптических сигналов в волокне, что делает возможным использование этого вида искусственной нейронной сети для обработки телекоммуникационного сигнала.

В данной работе мы исследуем процесс компенсации дисперсионного уширения импульсов в линейном оптическом канале с затуханием и дисперсией с помощью синтетической фотонной решетки. Эквализация сигнала в таком случае производится линейным преобразованием временной последовательности импульсов. Такое преобразование может быть реализовано в оптоволоконной системе с помощью СФР при правильном подборе ее параметров.

Мы использовали линейное уравнение Шредингера для моделирования распространения сигнала с модуляцией 16-QAM в оптической линии длиной 100 км. Полученный в результате искаженный сигнал подавался на вход синтетической фотонной решетки, и производилось моделирование эволюции последовательности импульсов в процессе их циркуляции внутри СФР. При этом подбирались такие параметры синтетической фотонной решетки, чтобы после некоторого числа ее обходов на выходе из решетки воспроизводился сигнал,

наиболее близкий к исходному, т.е. сигналу в начале оптической линии. Подбор параметров производился методом градиентного спуска.

Качество восстановления сигнала определялось по диаграммам сигнальных созвездий (рис. 1) в комплексной плоскости. Пост-обработка сигнала с помощью СФР позволила видоизменить сигнальное созвездие, приблизив его к начальному прямоугольному распределению. Однако качественное восстановление сигнала не достигается. Это может быть связано особенностями реализации синтетической фотонной решетки – а именно циркулированию энергии между короткой и длинной петлей, что затрудняет подбор необходимых параметров СФР.

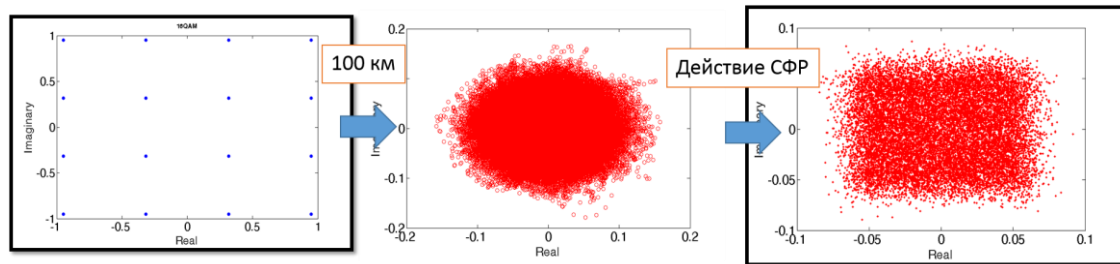


Рис. 1. Диаграммы сигнального созвездия: слева – для исходного сигнала, в центре – после прохождения дисперсионной линии с затуханием, справа – после обработки с помощью синтетической фотонной решетки.

Работа выполнена в рамках государственного задания FSUS-2020-0034.

Литература

- [1] R. Tkach, *Bell Labs Tech. J.* **14**, 3–9 (2010)
- [2] O. Sidelnikov, A. Redyuk, and S. Sygletos, *Opt. Express* **26**, 32765 (2018)
- [3] A. V. Pankov, et. al. *Sci. Rep.* **9**, 3464 (2019)

Акустическая диагностика прочности оптических волокон в кабеле

В.А. Андреев¹, А.В. Бурдин^{1,2}, В.А. Бурдин^{1,*}, М.В. Дашков¹

¹Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики

²Научно-производственное объединение Государственный оптический институт
им. С.И. Вавилова

*E-mail: burdin@psati.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.134-135

На современном этапе развития сетей связи к наиболее актуальным проблемам относится задача прогноза срока службы оптических кабелей, введенных в эксплуатацию. Это обусловлено тем, что срок службы оптических кабелей на линиях, построенных в 90-е годы прошлого столетия превысил или близок к декларируемому производителями кабеля – 25–30 лет. Согласно принятым рекомендациям срок службы оптического кабеля оценивают сроком службы в нем оптических волокон [1]. Это обосновано, поскольку все остальные элементы конструкции оптического кабеля служат для защиты оптических волокон от внешних факторов. Для прогноза срока службы оптического волокна с заданной вероятностью используют хорошо известные формулы, согласно которым искомые оценки определяются соотношением приложенной к оптическому волокну нагрузки и его прочностью [1, 2]. Распределения напряжений в оптических волокнах кабельной линии измеряют рефлектометрическими методами. Напряжения в оптических волокнах вследствие растягивающих нагрузок определяют по результатам измерений, проводимых с помощью BOTDR, а напряжения на изгибах оптических волокон оценивают по результатам измерений распределений изгибов оптических волокон вдоль кабельной линии в кабеле и кассетах муфт [3]. Рекомендаций по методам неразрушающего контроля прочности оптических волокон в кабеле нет.

Достаточно давно широкое распространение получили средства неразрушающего контроля изделий из различных материалов, базирующиеся на известном методе акустической эмиссии [4]. Данный метод заключается в измерении сигналов акустической эмиссии изделия, к которому прикладывается механическая нагрузка и последующем определении прочности изделия и/или локализации дефекта по характеристикам сигнала акустической эмиссии и приложенной механической нагрузки. Для измерения сигнала акустической эмиссии и контроля нагрузки устанавливают специальные датчики. Известно применение подобного решения для оценивания прочности жгутов оптических волокон [5].

В последние три десятилетия широкое распространение получили распределенные волоконно-оптические акустические датчики (DAS - Distributed Fiber Sensor), которые характеризуются устойчивостью к электромагнитным помехам, высокой чувствительностью и большой полосой пропускания [6, 7]. Здесь высокочувствительным сенсором является оптическое волокно. Учитывая характеристики DAS, были рассмотрены возможности применения данных систем для измерения акустической эмиссии собственно оптического волокна. Предлагается метод неразрушающего контроля прочности оптического волокна в кабеле на основе метода акустической эмиссии, отличающийся от известных тем, что механическая нагрузка в оптическом волокне создается за счет вибро-акустического воздействия на кабель, а для измерений сигнала акустической

эмиссии и контроля уровня воздействующего вибро-акустического сигнала в качестве акустического сенсора используется само тестируемое оптическое волокно. Условная схема для одного из вариантов реализации предлагаемого метода приведена на рис.1. Здесь 1 и 2 - тестируемое и эталонное оптические волокна, соответственно, 3 – источник вибро-акустического воздействия, 5 – оптический коммутатор, 4 – измерительная система.

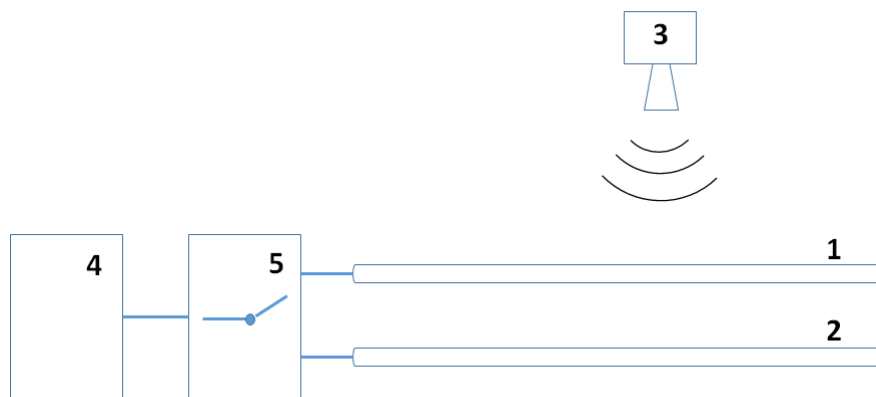


Рис.1. Схема варианта реализации предложенного способа.

В работе представлено теоретическое обоснование предлагаемого метода и результаты его экспериментальной апробации. Представлено описание эксперимента. Приведены данные измерений параметров воздействующего акустического сигнала, сигнала акустической эмиссии и полученные в результате их обработки оценки прочности оптических волокон образцов оптических кабелей, находившихся в эксплуатации с 1996, 1998, 2011 и 2017 годов, соответственно. Данные оценки были сопоставлены с оценками прочности этих же волокон, полученными в дальнейшем методом разрушающего контроля. Использовался метод двухточечного изгиба [8]. Результаты апробации демонстрируют потенциальные возможности применения предлагаемого метода.

Литература

- [1] ITU-T G-series Recommendations – Supplement 59, Guidance on optical fibre and cable reliability, 21 (2018).
- [2] IEC TR 62048:2014 Optical fibres – Reliability – Power law theory, 66 (2014).
- [3] I. Sankawa, Y. Koyamada et al., IEICE Transactions on Communications E76-B(4), 402-409 (1993).
- [4] В.Н. Иванов, Территория NDT 1, 44-51 (2019)
- [5] A. Cowking, A. Attou et al. *J. Mater. Sci.* 26, 1301–1310 (1991).
- [6] Y. Wu, J. Gan et al., *IEEE Photonics Journal* 7(6), 6803810 (2015).
- [7] Y. Muanenda, *Hindawi Journal of Sensors* 23(3897873), 1-16 (2018).
- [8] ГОСТ Р МЭК 60793-1-33-2014

Новый класс многомодовых оптических волокон с диаметром сердцевины 100 мкм для компактных мультигигабитных сетей передачи данных разного назначения

**А.В. Бурдин^{1,2,3,*}, В.А. Бурдин², К.В. Дукельский¹, О.Е. Наний⁴,
Т.О. Базаров⁴, В.В. Демидов¹, А.Е. Жуков², Д.Д. Старых⁴**

¹АО "НПО ГОИ им. С.И. Вавилова"

²Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики

³ООО "ОптоФайбер Лаб"

⁴ООО "Т8"

*E-mail: bourdine@yandex.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.136-137

В работе представлены результаты экспериментальных исследований параметров широкополосности и выполненной серии тестов по организации каналов передачи данных, проведенных для изготовленного опытного образца строительной длины нового класса многомодовых оптических волокон (ОВ), оптимизированных для совместной работы с когерентными источниками оптического излучения, с увеличенным до 100 мкм диаметром сердцевины при "традиционном" для телекоммуникационных ОВ диаметре оболочки 125 мкм протяженностью порядка 500 м. Благодаря успешно воспроизведенной при синтезе преформы ранее разработанной [1] специализированной форме градиентного профиля показателя преломления, для данных ОВ 100/125 достигается существенное снижение дифференциальной модовой задержки (ДМЗ) направляемых мод заданного порядка, по сравнению с известными коммерческими аналогами – многомодовыми ОВ 100/125 и 100/140 [2 – 4]. Полученные новые волоконные световоды в первую очередь, позиционируются как ОВ для мультигигабитных сетей передачи данных разного назначения бортовых и промышленных кабельных систем, для которых характерны экстремально агрессивные условия эксплуатации (вибрации, грязь и взвеси в воздухе, экстремально плотный монтаж и пр.) при достаточно малых протяженностях соединительных линий (десятки, в отдельных случаях – сотни и более метров). Вместе с тем, очевидны и потенциальные возможности применения такого класса волокон непосредственно в различных приложениях лазерной техники / лазерных систем.

Результаты измерений спектральной характеристики коэффициента затухания опытного образца строительной длины ОВ 100/125 приведены на Рис. 1: значения указанного параметра не превышают заявленные 7.0 дБ/км и 4.0 дБ/км на длинах волн 850 нм и 1300/1310 нм, соответственно. На следующем этапе были проведены измерения карты ДМЗ, выполненные в соответствии с ратифицированными стандартами TIA-455-220-A/FOTP-220 и ИЕС 60793-2-10. Последние предполагают поэтапное снятие (сканирование) полигона импульсных откликов маломодового оптического сигнала, вводимого в торец тестируемого многомодового ОВ через одномодовый согласующий световод сначала центрированно и далее с заданным прецизионным радиальным смещением относительно центра сердцевины. Результаты измерения при сканировании на вводе в диапазоне 0...25 мкм с интервалом 1 мкм, выполненные с помощью станции анализатора ДМЗ R2D2 [5] на рабочей длине волны $\lambda=1310$ нм и исходной длительности $\tau_{05}=340$ пс вводимого импульса квазигауссовой формы представлены на Рис. 2.

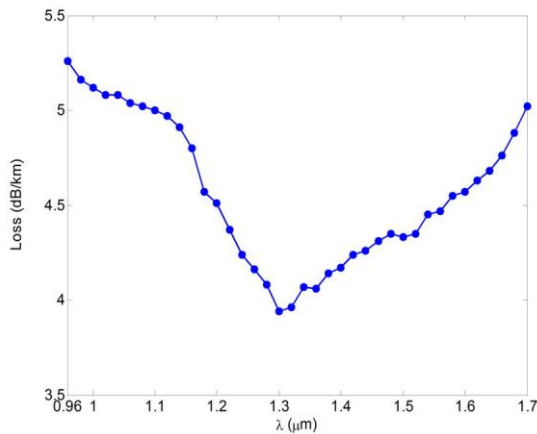


Рис. 1 – Спектральная характеристика коэффициента затухания образца #02 ОВ 100/125

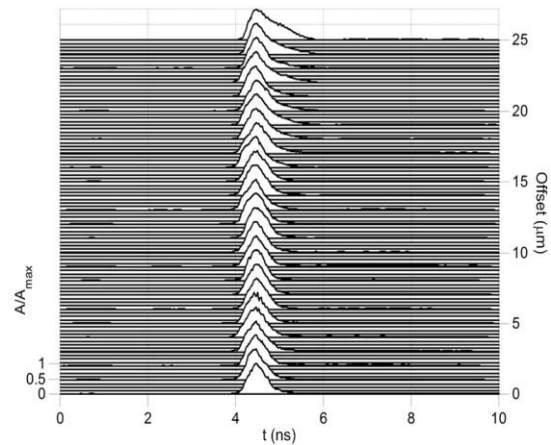


Рис. 2 – Результаты измерения карты ДМЗ ОВ 100/125 #02 при сканировании на вводе в интервале 0...25 мкм через 1 мкм ($\lambda=1310$ нм)

Анализ полученной карты ДМЗ показывает, что на всем интервале сканирования торца исследуемого образца длины ОВ 100/125 огибающая оптического импульса сохраняет свою форму, сигнал не разделяется на отдельные компоненты. Таким образом, можно говорить о непосредственно об оценке дисперсии оптического сигнала на выходе тестируемого ОВ. Расчет последней для каждого импульсного отклика, полученного при соответствующих условиях ввода, проводился с помощью известной методики [6]. Согласно полученным данным, минимальная дисперсия импульса (150...175 пс) для исследуемого ОВ длиной ~500 м соответствует не только центрированному вводу, но и поддерживается даже при значительном радиальном рассогласовании вплоть до 10 мкм. При этом пороговое значение дисперсии многомодового ОВ указанной протяженности 500 м при организации каналов передачи данных, соответствующих спецификациям 1000Base-LX и 10GBase-LR стандартов IEEE 802.3z и 802.3ae, рассчитанное в соответствии с методикой [7], составляет 874.5 пс и 87.1 пс, что, в целом, свидетельствует о высоких потенциальных возможностях применения представленного нового класса многомодовых ОВ 100/125 для указанных приложений.

Вышесказанное подтвердили результаты проведенной серии тестов по организации каналов передачи данных с применением типовых коммерческих трансиверов спецификаций стандарта IEEE 802.3ae: разработанные ОВ 100/125 гарантированного поддерживают скорость передачи 10 Гбит/с на расстояние 300 м.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, DST, NSFC и NRF в рамках научного проекта № 19-57-80016 БРИКС_т.

Литература

- [1] A.V. Bourdine et al. *Photonics*, **5**(4), 37-1– 37-21 (2018)
- [2] Draka Communications. DrakaElite™ Graded-Index Multimode Optical Fiber (100/125 μm) (2020)
- [3] YOFC. Graded Index Multi-mode Fibre (GIMF). Product Catalog (2020)
- [4] Nufern. Multimode Fibers. Products (2020)
- [5] А.В. Бурдин, *Фотон-Экспресс*, **5-6(69-70)**, 20 – 22 (2008)
- [6] Дж. Гауэр, *Оптические системы связи*, М.: Радио и Связь (1989)
- [7] D. Cunningham et al. *IEEE 802.3z Task Force Presentation Materials*, **03** (1997)

Термическая стойкость волоконных световодов в специальных покрытиях

С.Л. Семенов*, А.Ф. Косолапов

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова*

**E-mail: sls@fo.gpi.ru*

DOI: 10.31868/RFL2020.138

Стойкость волоконных световодов к высоким температурам определяется в первую очередь свойствами защитного покрытия, которое предохраняет поверхность стеклянного волокна от механических повреждений и прямых контактов с окружающей средой. Также в настоящее время весьма востребованными являются волоконные световоды, одновременно стойкие и к воздействию водорода. Так, например, в нефтегазовой промышленности широко используются волоконно-оптические устройства, эксплуатируемые в водородосодержащей среде при высоких температурах. На сегодняшний день разработаны и успешно применяются различные виды полимерных покрытий, позволяющие использовать волоконные световоды до температуры 300°C. Для световодов эксплуатируемых при более высоких температурах, используются металлические покрытия. Наибольшее распространение получили алюминиевое и медное покрытия, причем оба этих металла можно наносить как непосредственно на стеклянную поверхность световода, так и поверх подслоя пироуглерода. Световоды в алюминиевом покрытии позиционируются как работоспособные до температур 450°C, в то время как в качестве максимальной эксплуатационной температуры для покрытых медью световодов указывается 700°C. При этом практически нет достоверной систематической информации о деградации волокна в условиях повышенных температур и в условиях присутствия водорода.

В докладе будет представлена информация о разработках НЦВО РАН в области специальных волоконных световодов, обладающих, повышенной устойчивостью к температуре, в том числе, в присутствии водорода в окружающей среде. Будет представлена информация о возможностях и ограничениях их использования в подобных условиях.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ № 18-29-17035

Малогабаритные узкополосные лазеры для распределенных волоконно-оптических датчиков

Д.Р. Харасов^{1,2,*}, Э.А. Фомиряков^{1,3}, О.Е. Наний^{1,3}, С.П. Никитин¹, В.Н. Трещиков¹

¹ООО «Т8 Сенсор», г. Москва

²Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный

³МГУ им. М. В. Ломоносова, Физический факультет, г. Москва

*E-mail: kharasov@phystech.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.139-140

Высокостабильные узкополосные лазеры востребованы как в научных исследованиях, так и в актуальных приложениях таких, как волоконно-оптические системы передачи, интерферометрия, когерентная рефлектометрия [1-3], радиофотоника и др. Кроме низкого уровня фазовых и амплитудных шумов излучения лазера для таких применений особенно важны компактность, мобильность, технологичность и малая стоимость с различными методами снижения фазового шума: диодный лазер с внешним кристаллическим резонатором с модами шепчущей галереи (МШГ) [4, 5] (на примере лазеров OE Waves и совместных исследований Российского квантового центра (РКЦ) и Т8), диодный лазер с внешней планарной брэгговской решеткой (БР) [6] (на примере лазера RIO Orion) и одночастотный волоконный РОС-лазер (на примере лазера EFL-SF-1550 компании «Инверсия-Файбер»).

Ранее [7] с помощью метода гетеродинамирования были измерены ширины линий и уход частоты в ряде лазеров. В этой работе предыдущие результаты дополнены измерениями с помощью метода самогетеродинамирования с линией задержки 100 км [8,9], позволяющего провести измерения уровней белого и фликкер-шумов частоты [10] без использования реперного лазера. Экспериментальные результаты измерений среднеквадратичного отклонения (СКО) Алана частоты, подтвержденные численным анализом выходного сигнала интерферометра на основе модельного белого и фликкер-шумов [11], приведены на рис.1.

Результаты обработки данных обобщены в таблице 1. Среди протестированных лазеров наименьшими фазовыми шумами обладает лазер OE Waves, однако применение такого типа лазеров затруднено при наличии сильных внешних вибраций, нарушающих режим затягивания моды лазера резонатором с МШГ. Схожие характеристики демонстрируют лазеры с МШГ-резонатором, разрабатываемые в РКЦ. Очень узкой линией (менее 100 Гц) обладает лазер «Инверсии-файбер», но при этом у него на порядок выше уровень фликкер-шума, чем у лазеров на МШГ. Лазер RIO Orion обладает как минимум на порядок большей мновенной шириной линии (~2 кГц), чем лазеры OE Waves и «Инверсии-файбер», и примерно таким же уровнем фликкер-шума, как у лазера «Инверсии-файбер». Главным преимуществом лазера RIO Orion является слабая чувствительность к внешним вибрациям и изменениям температуры [5], что позволяет использовать его в оптических датчиках для реальных (полевых) применений. Так как фликкер-шум частоты в лазерах обычно связан с техническими факторами, разработка методов подавления фликкер-шума частоты [12-14] является важной практической задачей.

Итак, в работе приведены результаты измерений фазовых шумов в малогабаритных лазерах с низкими уровнями фазового шума для широкого диапазона прикладных задач.

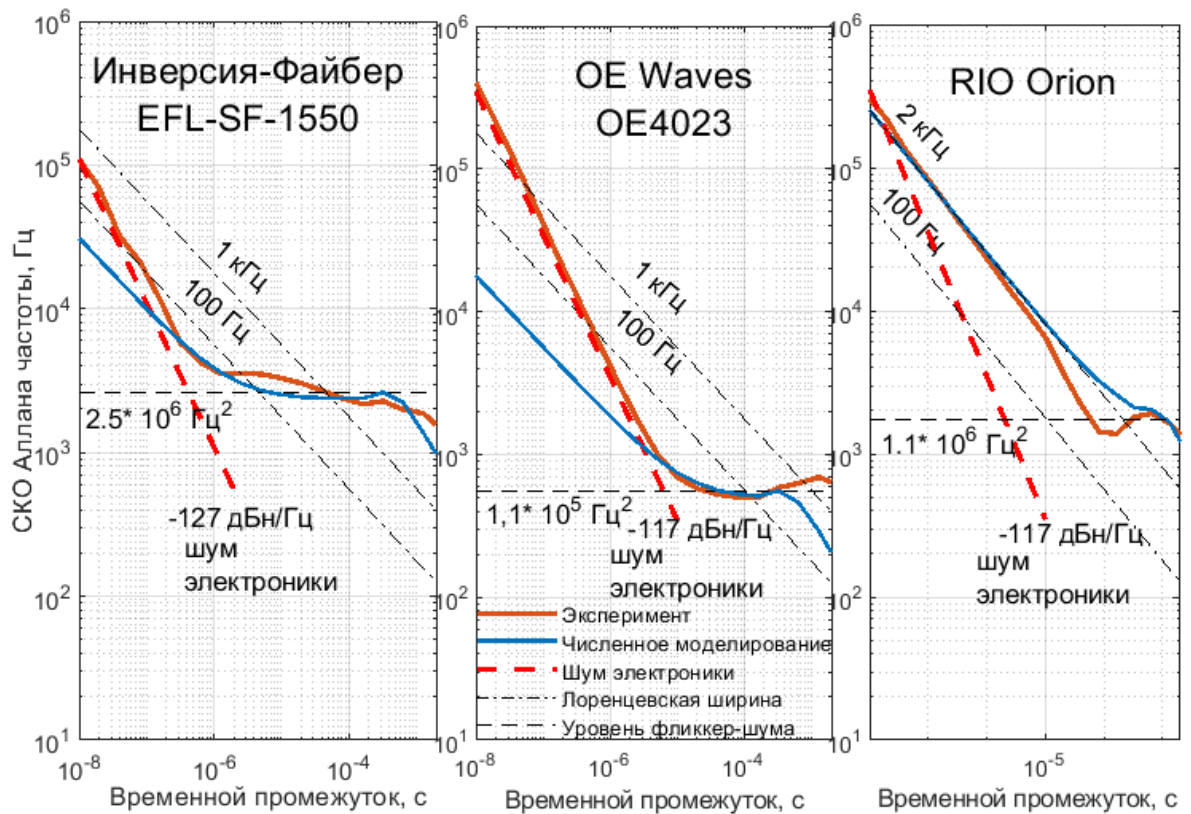


Рис.1 Эксперимент и численное моделирование СКО Аллана частоты биений на выходе неравноплечного интерферометра Маха — Цендера с линией задержки 100 км

Таблица 1. Результаты измерений лазеров

Лазер	Метод достижения узкой линии	Мгновенная ширина линии, кГц	Уровень фликкер-шума, Гц ²	Уход частоты [7], МГц/с
OE Waves OE4023	МШГ-резонатор	< 0,1	10 ⁵	< 1
RIO Orion	Планарная БР	2	10 ⁶	-
«Инверсия-файбер»	Волокно с БР	< 0,1	2,5 10 ⁶	< 0,25

Литература

- [1] S.V. Shatalin, V. N. Treschikov & A. J. Rogers, *Applied optics*, 37(24), 5600-5604 (1998)
- [2] S.P. Nikitin, A.I. Kuzmenkov et al, *Laser Physics*, 28(8), 085107 (2018)
- [3] S.P. Nikitin, P.I. Ulanovskiy et al, *Laser Physics*, 26(10), 105106 (2016)
- [4] W. Liang et al., *Nature communications* 6.1, 1-6 (2015)
- [5] N. M. Kondratiev et al., *Optics Express* 25.23 (2017): 28167-28178
- [6] M. Alalusi et al., *Fiber Optic Sensors and Applications VI. International Society for Optics and Photonics* (2009)
- [7] S.P. Nikitin, E.A. Fomiryakov et al, *J. Lightwave Technology* 38, 1446-1453 (2020)
- [8] L. Richter et al., *IEEE Journal of Quantum Electronics* 22.11, 2070-2074 (1986)
- [9] L. B. Mercer, *J. Lightwave Technology* 9.4, 485-493 (1991)
- [10] Ф. Риле, *Стандарты частоты. Принципы и приложения*. ФИЗМАТ-ЛИТ, 2009
- [11] J. N. Kasdin, *Proceedings of the IEEE* 83.5, 802-827 (1995)
- [12] Drever, R. W. P., et al. *Applied Physics B* 31.2, 97-105 (1983)
- [13] M. Poulin et al. *Laser Resonators and Beam Control XII. Vol. 7579. International Society for Optics and Photonics* (2010)
- [14] E. Kirilov et al. *Applied Physics B* 119.2, 233-240 (2015)

Пространственное уплотнение волоконно-оптических акустических датчиков

А.А. Вольф^{1,2,*}, **В.А. Симонов**², **А.В. Достовалов**^{1,2}, **В.С. Терентьев**²,
О.Н. Егорова³, **С.Г. Журавлёв**⁴, **С.Л. Семёнов**⁴, **С.А. Бабин**^{1,2}

¹Новосибирский государственный университет

²Институт автоматики и электрометрии СО РАН

³Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

⁴Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики
им. Е.М. Дианова

*E-mail: alexey.a.wolf@gmail.com

DOI: 10.31868/RFL2020.141-142

Многосердцевинные волоконные световоды (МВС) содержащие волоконные брэгговские решетки (ВБР) являются привлекательной платформой для создания различных типов датчиков. В дополнение к стандартным сенсорным решениям на основе односердцевинных световодов, МВС без перекрестного связи между сердцевинами позволяют увеличить количество датчиков в сенсорной линии за счет пространственного уплотнения каналов, опрашивать различные типы датчиков содержащиеся в разных сердцевинах [1], а также производить трехмерную реконструкцию формы волокна [2].

Одним из актуальных направлений в области волоконно-оптических датчиков являются детектирование акустических возмущений в конструкциях, в частности, при диагностике композитных материалов [3]. В таких измерительных системах в качестве чувствительного элемента может выступать однородная ВБР, ВБР с фазовым сдвигом в структуре, а также интерферометр Фабри-Перо на основе ВБР. Акустическая волна, проходящая через оптическое волокно, возмущает структуру ВБР и, соответственно, её спектр отражения. При этом отраженный от ВБР сигнал от узкополосного лазерного источника будет модулироваться по интенсивности, что может быть зарегистрировано с помощью фотодиода и АЦП.

В данной работе для одновременного опроса нескольких акустических датчиков применяется техника пространственного уплотнения каналов с помощью 7-сердцевинного волоконного световода с полиимидным защитным покрытием (НЦВО РАН, г. Москва). В качестве чувствительного элемента используются интерферометры Фабри-Перо на основе ВБР с резонансными длинами волн ~1550 нм, которые были записаны в три разных сердцевин на разных участках вдоль МВС (Рис. 1). Для записи интерферометров использовался метод фемтосекундной поточечной записи [4]. Данный метод обеспечивает высокую степень гибкости при работе с МВС, поскольку в процессе записи можно сделать возможным не только выбрать сердцевину в поперечном сечении, но и изготовить неоднородную ВБР [5].

Экспериментальная схема регистрации акустических возмущений использует один лазерный диод с длиной волны ~1550 нм (Рис. 2). Сначала оптический сигнал от лазерного диода разделяется на три независимых канала и попадает на входы волоконно-оптических циркуляторов. Затем с помощью специализированного устройства ввода-вывода он направляется в сердцевин МВС, содержащие интерферометры. Сигналы, отраженные от каждого из интерферометров, записываются с помощью 5-ГГц фотодиодов (Thorlabs DET08CFC) и 4-канального осциллографа (Rigol DS6104).

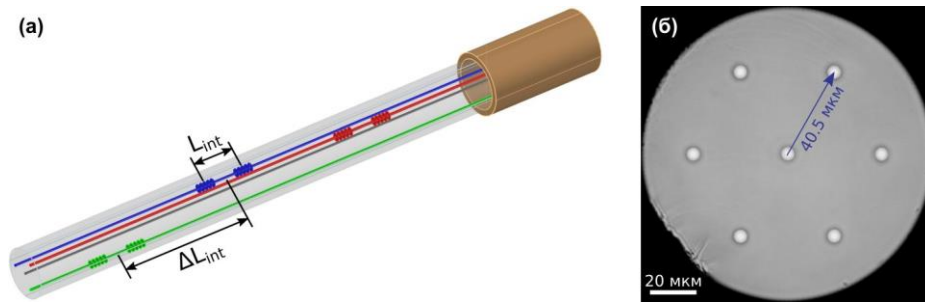


Рис. 1. (а) Расположение интерферометров Фабри-Перо в МВС. (б) Скол МВС.

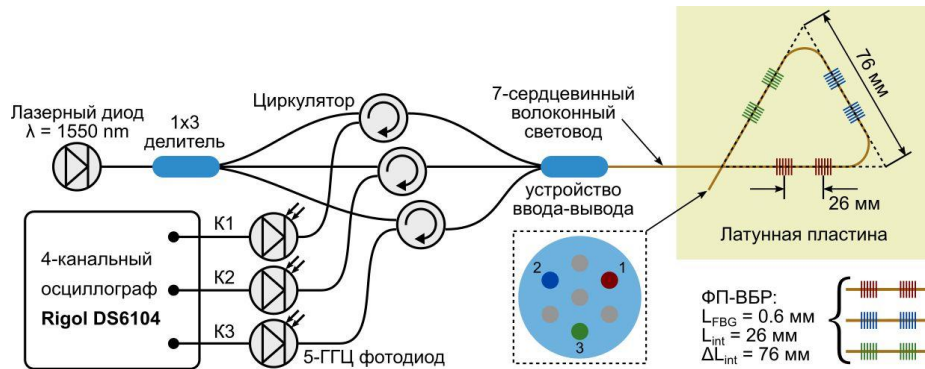


Рис. 2. Схема измерения акустических сигналов с помощью интерферометров Фабри-Перо на основе ВБР (ФП-ВБР) записанных в сердцевинах МВС.

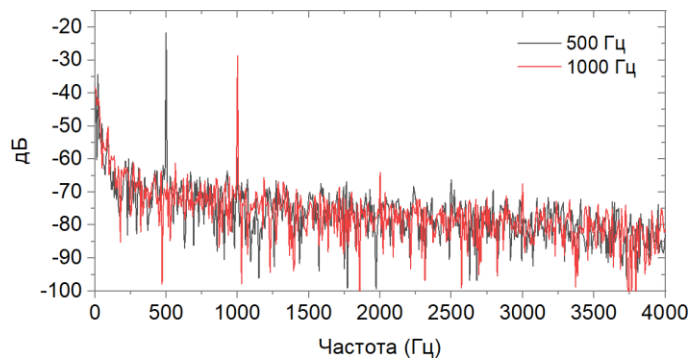


Рис. 3. Спектры Фурье для одного из акустических датчиков при звуковом воздействии на латунную пластину.

В докладе будут представлены результаты по регистрации акустических возмущений в алюминиевой и латунной пластинах с помощью предложенной схемы. В частности, будут приведены результаты измерения импульсных воздействий, а также периодических воздействий в частотном диапазоне $\sim 1 \text{ кГц}$, индуцированных с помощью тоногенератора (Рис. 3). Будет показано, что разнесенные в пространстве датчики могут быть использованы для определения направления источника акустических возмущений.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования (грант 14.Y26.31.0017).

Литература

- [1] A. Wolf et al, *Proc. SPIE 11354, Optical Sensing and Detection VI*, 113540F (2020)
- [2] K. Bronnikov et al., *Opt. Express* **27**, 38421–38434 (2019)
- [3] Q. Wu, Y. Okabe, and F. Yu, *Sensors* **18**, 3395 (2018)
- [4] A. A. Wolf et al, *Quantum Electron.* **48**, 1128–1131 (2018)
- [5] А. А. Вольф и др., *Прикладная фотоника* **6**, 48–56 (2019).

Опрос ВБР датчиков с помощью когерентного оптического частотного рефлектометра на основе волоконного лазера с самосканированием длины волны

**А.Ю. Ткаченко^{*}, Н.Н. Смолянинов, М.И. Скворцов,
И.А. Лобач, С.И. Каблуков**

Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Новосибирск

^{}E-mail: alinka.tkacenko@yandex.ru*

DOI: 10.31868/RFL2020.143-144

Распределенные измерения физических величин вдоль волоконно-оптических линий могут быть осуществлены подходами оптической рефлектометрии [1], которая может быть как во временной, так и в частотной области. Принцип работы когерентного оптического частотного рефлектометра (КОЧР) основан на спектральном анализе интерференционного сигнала, возникающего при смешении зондирующего и рассеянного излучений. Данный анализ может осуществляться при перестройке оптической частоты непрерывного зондирующего излучения. В этом случае пространственная координата отражателей, расположенных вдоль исследуемой линии, пропорциональна частотной координате максимумов Фурье-спектра от измеренного в процессе перестройки оптической частоты интерференционного сигнала. В качестве основного элемента КОЧР предлагается использовать самосканирующий волоконный лазер. В лазерах такого типа оптическая перестройка частоты происходит без использования каких-либо перестраиваемых элементов. Лазер генерирует последовательность микросекундных высококогерентных (ширина линии ~1 МГц) импульсов со спектральной, а изменение оптической частоты между импульсами обладает строгой дискретностью. В [2] была продемонстрирована пространственная дискретизация ~200 мкм и чувствительность по коэффициенту отражения до ~85 дБ/мм при длине тестовой линии ~9 м. В данной работе представлены первые результаты демонстрирующие возможность применения КОЧР на основе волоконного лазера с самосканированием частоты для сенсорики.

Оптическая схема рефлектометра реализована на основе интерферометра Маха-Цендера, образованного тремя ответвителями. Одно из плеч интерферометра содержит сенсорную линию, состоящую из массива 28 ВБР с пиком отражения вблизи 1092 нм (нерезонансные) и одной ВБР с пиком отражения вблизи 1064 нм (резонансная) попадает в область перестройки самосканирующего лазера (1060-1080 нм) в отличие от всех остальных ВБР. Линейная зависимость оптической частоты от номера импульса позволяет получить спектральную зависимость нормированной амплитуды сигнала интерференции. Рефлектограмма линии (на Рис.1), получалась в результате применения быстрого Фурье-преобразования к зависимости нормированного сигнала интерференции от оптической частоты. На Рис. 1а видно, что рефлектограмма состоит из множества пиков, при этом каждый соответствует отдельной ВБР. Видно, что амплитуда сигнала отражения резонансной ВБР выше, чем у нерезонансных.

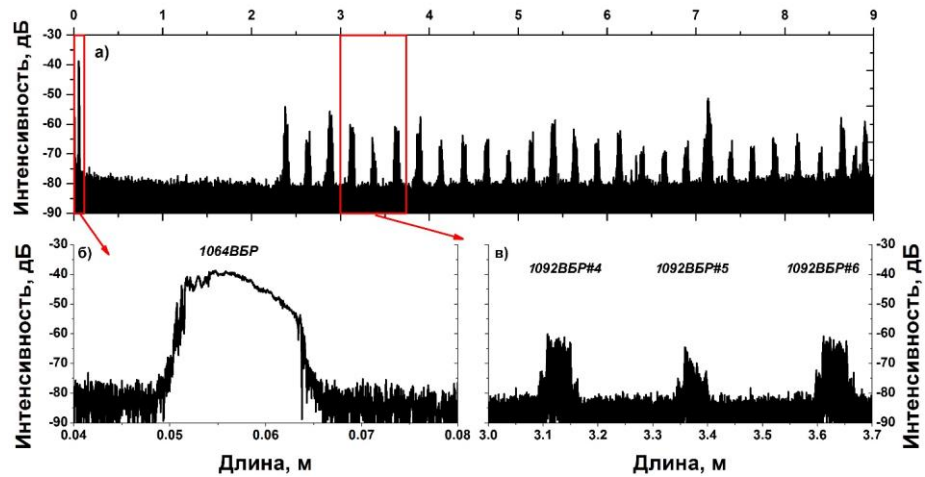


Рис.1. Рефлектограмма сенсорной линии в разных масштабах.

Для демонстрации сенсорных задач одна из нерезонансных ВБР помещалась в термостат, позволяющий производить нагрев до 100°C . В экспериментах сравнивались корреляционные функции спектров отражения ВБР при комнатной температуре (25°C) и в нагретом состоянии. Для исключения влияния случайного начала сканирования лазера проводился учет сдвига по корреляционному пику реперной ВБР, находящейся при комнатной температуре. Рис. 2 показывает смещение корреляционного узкого пика в область меньших частот при нагреве нерезонансной ВБР от 25 до 100°C . Смещение корреляционного пика линейно связано с температурой с наклоном 1.83 ГГц/ $^{\circ}\text{C}$ (0.73 нм/ 100°C).

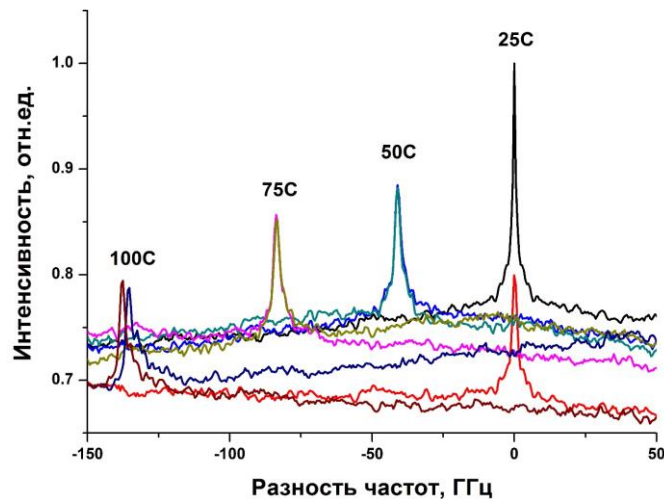


Рис. 2. Функции корреляции между спектрами отражения нерезонансной ВБР в процессе нагрева.

Подробное описание схемы КОЧР и полученных результатов будут представлены в докладе.

Экспериментальное исследование Ткаченко А.Ю. выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00563. Работа выполнена в рамках темы гос. задания (№ гос. рег. АААА-А19-119112990054-4).

Литература

- [1] А.Н. Hartog, An Introduction to Distributed Optical Fibre Sensors *CRC Press* (2018)
- [2] А.Ю. Ткаченко, И.А. Лобач, С.И. Каблуков, *Квант. электрон.*, **49(12)**, 1121-1126, (2019)

Детектирование ядерных спиновых изомеров молекул воды при помощи самосканирующего тулиевого волоконного лазера

А.Е. Бударных^{1,*}, И.А. Лобач¹, С.И. Каблуков^{1,2}, П.Л. Чаповский¹

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН

²Новосибирский государственный университет

*E-mail: buar.work@gmail.com

DOI: 10.31868/RFL2020.145-146

Благодаря своей высокой научной и практической значимости молекулы воды в настоящее время, в основном, хорошо изучены. Тем не менее, некоторые свойства молекул воды, например, свойства ядерных спиновых изомеров, изучены еще недостаточно. Молекулы воды существуют в природе в виде двух ядерных спиновых изомеров, различающихся значением полного спина ядер водорода в молекуле [1]: орто- и пара-молекулы с симметричным и антисимметричным спиновым состоянием соответственно. При комнатной температуре в равновесных условиях отношение концентрации орто- и пара-молекул воды (орто-/пара-отношение, ОПО) с хорошей точностью равняется 3. Исследование свойств ядерных спиновых изомеров является актуальной задачей, например, для ЯМР и астрофизики в задачах определения физических условий в межзвездном пространстве [2]. Исследования спиновых изомеров опираются на методы их обогащения и методы измерения их ОПО.

В данной работе для детектирования изомеров воды и измерения отношения их концентрации был применен метод инфракрасной колебательно-вращательной спектроскопии. Для этого разработан спектрометр на основе тулиевого волоконного лазера с эффектом самосканирования, работающий в области 1.91 мкм [3,4], где присутствуют сильные линии поглощения воды. Самосканирующие лазеры обладают рядом полезных особенностей (простота схемы, отсутствие необходимости контроля длины волны и др.), которые дают значительные преимущества по сравнению с другими перестраиваемыми источниками света.

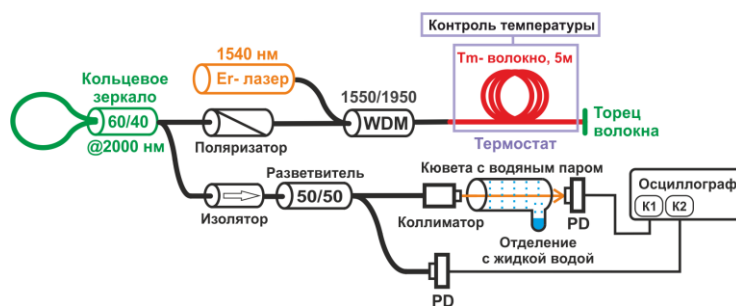


Рис. 1. Схема спектрометра на основе тулиевого самосканирующего лазера.

Схема спектрометра представлена на Рис. 1. Коэффициент пропускания волоконного зеркала составляет 5%, а длина резонатора лазера равна 5 м. Диапазон сканирования лазера составил 1905-1918 нм, скорость сканирования 7 нм/с. Излучение с мощностью 1 мВт, проходящее через кольцевое зеркало, использовалось для спектральных измерений. Для этого излучение разделялось на опорный и тестовый каналы при помощи разветвителя 50/50 @2000 нм. Исследуемые пары воды содержались в герметичной стеклянной кювете. Кювета имела аппендикс с

жидкой водой. Перед проведением эксперимента кювета и вода в ней тщательно обезгаживались. Давление насыщенных водяных паров – 23 мбар соответствует температуре кюветы 21°C. Оптический путь внутри и вне кюветы составил 84 мм и ~20 мм соответственно.

Для получения ОПО сначала измерялся спектр пропускания излучения, прошедшего через водяной пар. В тестовом канале луч коллимировался (коллиматор Thorlabs RC04FC-P01) и направлялся в кювету. Мощности в опорном и тестовом каналах регистрировались фотодетекторами (Thorlabs DET10DM), после чего сигнал направлялся на осциллограф (LeCroy, WavePro725Zi-A). Для учёта небольшого поглощения излучения в воздухе вне кюветы, мы измеряли спектр с парами воды, вымороженными жидким азотом. Для компенсации флуктуаций по амплитуде, тестовый сигнал нормировался на опорный, что давало нам в итоге необходимый спектр пропускания насыщенного водяного пара.

На основе измеренного спектра пропускания паров воды в кювете и данных, полученных из базы HITRAN, был определен экспериментальный спектр оптической плотности орто- и пара- молекул (Рис.2а). Частоты измеренных нами линий поглощения воды хорошо согласуются с данными HITRAN. Измеренное нами ОПО молекул воды составило 3.06 ± 0.02 (Рис.2б).

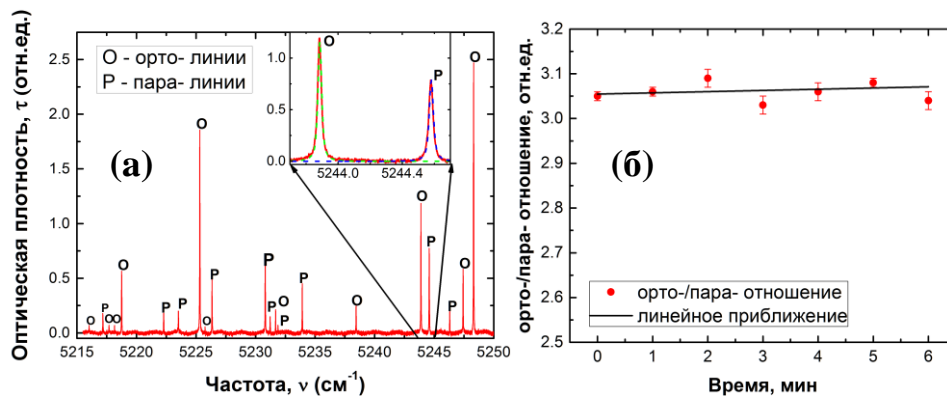


Рис. 2. (а) Оптическая плотность воды (красным). Вставка: расчетные и экспериментальные оптические плотности для орто- (зеленым) и пара- линий (синим); (б) ОПО для серии измерений.

В качестве преимуществ созданного спектрометра, отметим большой диапазон сканирования, около 35 см^{-1} , высокое разрешение, порядка 10^{-5} см^{-1} , и высокую скорость измерений, до 1 измерения в секунду. Более подробное описание методики измерения и полученных результатов будет представлено в докладе.

Работа А.Е. Бударных, И.А. Лобача и С.И. Каблукова выполнена в рамках государственного задания ИАиЭ СО РАН (№ АААА-А19-119112990054-4). Работа П.Л. Чаповского поддержана Российском научным фондом (Проект № 17-12-01418).

Литература

- [1] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Квантовая механика. Нерелятивистская теория, Наука (1974)
- [2] T. Nama, A. Kouchi, and N. Watanabe, *Science* **351**, 65-67 (2016)
- [3] A.E. Budarnykh et al., *Opt. letters* **43**, 5307-5310 (2018)
- [4] A.E. Budarnykh et al., *Laser Physics Letters* **17**, 065702 (2020)

Датчик акустических воздействий на основе маломодовых оптических волокон

М.В. Дашков

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики

E-mail: mvd.srttc@gmail.com

DOI: 10.31868/RFL2020.147-148

В ряде работ [1-3] рассматривалось применение маломодовых оптических волокон в качестве датчика внешних воздействий. В данной работе представлены результаты исследования датчика акустических воздействий, реализованного на основе оптического волокна (ОВ), функционирующего в маломодовом режиме.

Экспериментальная установка для исследования акустических воздействий на параметры излучения маломодового волокна приведена на рис. 1. В качестве источника излучения использовался лазерный диод (ЛД) с центральной длиной волны 980 нм и выходной мощностью 5 мВт. Для управления состоянием поляризации в схему использовался контроллер поляризации (КП). Контроллер модового состава (КМС) использовался для управления режимом возбуждения моды высшего порядка.

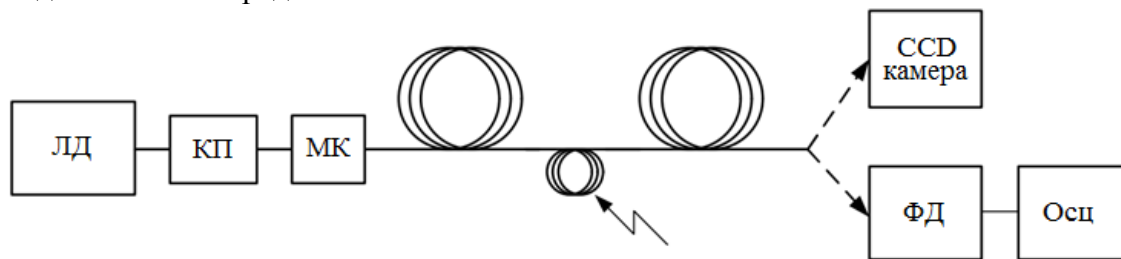


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

В качестве сенсорного использовалось ОВ Corning SMF-28e+ суммарной длиной 5,9 км. На расстоянии 4,9 км участок ОВ был выведен для приложения акустических воздействий. Для детектирования использовался р-i-n фотодиод с трансимпедансным усилителем (PD/TIA).

В результате теоретических расчетов было определено, что при использовании источника излучения с длиной волны 980 нм используемое ОВ поддерживает распространение двух мод LP_{01} и LP_{11} . Для экспериментального исследования модового состава ОВ использовалась цифровая CCD камера. На рис. 2 приведены распределения оптического поля, полученные при различных установках модового контроллера.

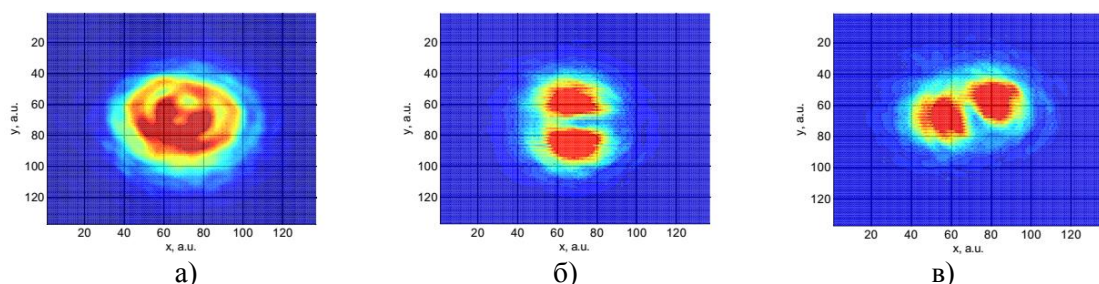


Рис. 2. Распределения оптического поля, полученные при различных установках модового контроллера: а) суммарное поле; б) мода LP_{11a} ; в) мода LP_{11b}

Исследование акустических воздействий производилось при различных конфигурациях сенсорного элемента и его ориентации по отношению к акустическому полю. В качестве источника акустического воздействия использовался динамик с диаметром диафрагмы 40 см. Исследовались следующие варианты конфигураций: катушка из 4 витков ОВ диаметром 50 см с вертикальным размещением; катушка из 4 витков ОВ диаметром 50 см с горизонтальным размещением; прямой участок ОВ длиной 40 см, размещенный над диафрагмой динамика. Для акустической изоляции и предотвращения паразитных воздействий система опроса и чувствительной элемент с динамиком размещались в разных комнатах. К динамику подводился синусоидальный сигнал с частотой в диапазоне 500 – 10000 Гц, при этом обеспечивался уровень акустического воздействия 60-70 дБа для диапазона 800 – 2400 кГц. Примеры результатов измерения для частоты 1.7 кГц приведены на рис. 3.

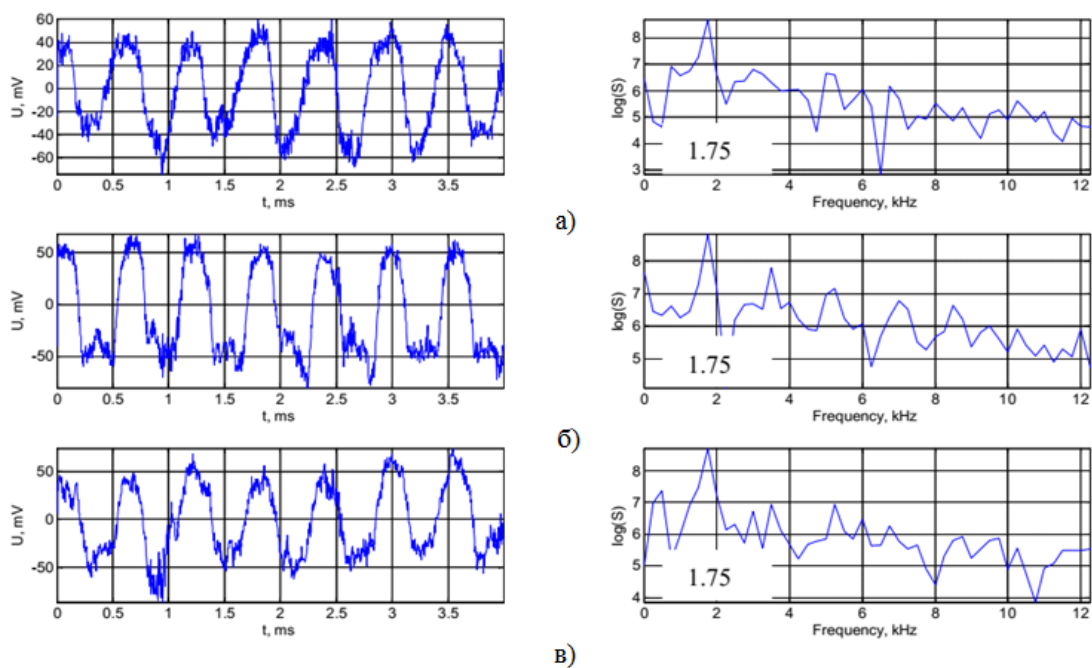


Рис. 3. Детектированный сигнал и спектральные характеристики: а) катушка ОВ, горизонтальное размещение; б) катушка ОВ, вертикальное размещение; в) прямой участок ОВ

Таким образом, было продемонстрирована возможность выявления воздействия и определение его характеристик. При этом было отмечено, что амплитуда детектируемого сигнала в значительной степени зависит от установок модового контроллера и контроллера поляризации.

Литература

- [1] M.R. Layton, J.A. Bucaro, *Applied Optics* **18** (5), 666-670 (1979)
- [2] A. Kumar, N.K. Goel, R.K. Varshney, *J. Lightwave Technology*, **19** (3), 358-362 (2001)
- [3] O.I. Kotov, G.B. Liokumovich, S.I. Markov, *Proc. SPIE* **5381**, 91-102 (2004)

Direct femtosecond-laser projection lithography on perovskites for advanced nanophotonic applications

A. Kuchmizhak^{1,2,*}, A. Zhizhchenko^{1,2}, S. Makarov³

¹*Institute for Automation and Control Processes, 5 Radio St., Vladivostok 690041, Russia*

²*Far Eastern Federal University, 8 Sukhanova St., Vladivostok 690950, Russia*

³*ITMO University, 49 Kronverksky Pr., St. Petersburg, 197101, Russia*

*E-mail: alex.iacp.dvo@mail.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.149

Nanophotonics based on resonant nanostructures and metasurfaces made of halide perovskites have become a prospective direction for efficient light manipulation at subwavelength scale in advanced photonic designs. One of the main challenges in this field is the lack of large-scale low-cost technique for subwavelength perovskite structures fabrication preserving highly efficient luminescence. We demonstrate novel approach for 3D micropatterning of perovskite films via direct femtosecond laser projection lithography. Whereas majority of previous works used laser processing only for rough cutting/scribing of perovskite materials at microscale level, here by using advanced laser beam engineering and delicate multi-pulse processing we showed capability of flexible non-destructive 3D processing of perovskites at sub-diffraction resolution down to 250 nm [1]. Additionally, for the first time in literature, we provide valuable theoretical insight into ablation mechanism of halide-perovskite material with ultrashort laser radiation [2]. The elaborated optimized laser processing regime allowed to control 3D surface morphology preserving optoelectronic properties of the irradiated perovskite material, thus opening pathway for high-performing inexpensive and large-scale fabrication of nanostructures and surface textures suitable for advanced light-emitting, surface coloring and information encryption applications (Fig. 1).

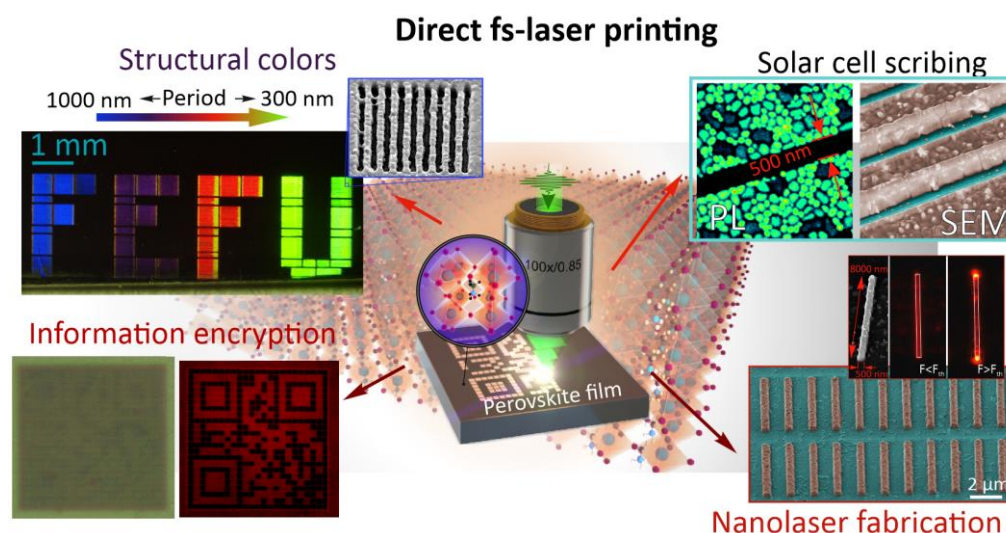


Fig.1. Scheme showing diverse applications of nanostructures made of halide perovskites via direct femtosecond laser projection lithography.

This work was supported by the Russian Science Foundation (grant no. 19-19-00177)

Литература

- [1] A. Zhizhchenko, S. Syubaev, et al, *ACS Nano* **13**, 4140 (2019)
 [2] A.Y. Zhizhchenko, P. Tonkaev et al, *Small* **16**, 2000410 (2020)

Высокопроизводительная запись ТЛИППС на тонких плёнках Hf астигматическим гауссовым пучком фемтосекундного лазера

**Д.А. Белоусов*, А.В. Достовалов, В.П. Корольков,
С.Л. Микерин, К.А. Бронников, С.А. Бабин**

Институт автоматизации и электрометрии СО РАН

**E-mail: d.a.belousov91@gmail.com*

DOI: 10.31868/RFL2020.150-151

Формирование термохимических лазерно-индуцированных периодических поверхностных структур (ТЛИППС) осуществляется в результате воздействия слабосфокусированного импульсного лазерного излучения на поверхность модифицируемой металлической плёнки. ТЛИППС представляют собой параллельные оксидные дорожки, выступающие над поверхностью исходного уровня металла. Сканирование слабосфокусированным лазерным пучком позволяет модифицировать большую площадь обрабатываемого материала, получая на его поверхности непрерывную периодическую структуру. В предыдущих исследованиях было показано, что использование астигматически сфокусированного гауссова пучка, который имеет эллиптическую форму фокального пятна с соотношением сторон 1:10 и размером вдоль большой оси ≈ 150 мкм, позволяет увеличить усреднённую ширину следа (УШС) модифицированной лазерным излучением области при однократном сканировании, по сравнению с использованием записывающего лазерного пучка круглой формы [1]. При этом УШС, характеризующая производительность записи, также зависит и от параметров записи, таких как мощность записывающего пучка (P), скорость сканирования (V) и величины перекрытия соседних следов. Вместе с тем, параметры записи влияют на дефектность, период и упорядоченность сформированных оксидных дорожек. Характеристики сформированных ТЛИППС также зависят и от многих других факторов, например, от параметров модифицируемого материала. В связи с этим, в настоящее время проводятся исследования направленные, в том числе, на поиск материалов наиболее пригодных для данной технологии модификации поверхности. В данной работе проведено исследование параметров структур ТЛИППС, сформированных на тонких плёнках Hf толщиной 15 нм.

Запись исследуемых структур производилась на установке прецизионной фемтосекундной модификации материалов [2]. Скорость сканирования в экспериментах составляла 100-500 мкм/с для мощности записывающего пучка 200 мВт, 100-2000 мкм/с для мощности 250 мВт и 300-2000 мкм/с для мощностей 275 и 300 мВт. Исследование параметров ТЛИППС осуществлялось по анализу их микроизображений (рис. 1а-б), с использованием алгоритма, описанного в работе [3]. Полученные результаты показывают, что при увеличении скорости сканирования до 2000 мкм/с УШС записанных ТЛИППС уменьшается незначительно (рис. 1в) но при этом существенно уменьшается относительная площадь дефектов (ОПД) сформированных структур (рис. 1г). Это вызвано уменьшением дозы экспозиции полученной материалом в центральной области записывающего пучка. Таким образом, полученные результаты показывают, что Hf является потенциально перспективным материалом, для высокопроизводительного формирования ТЛИППС.

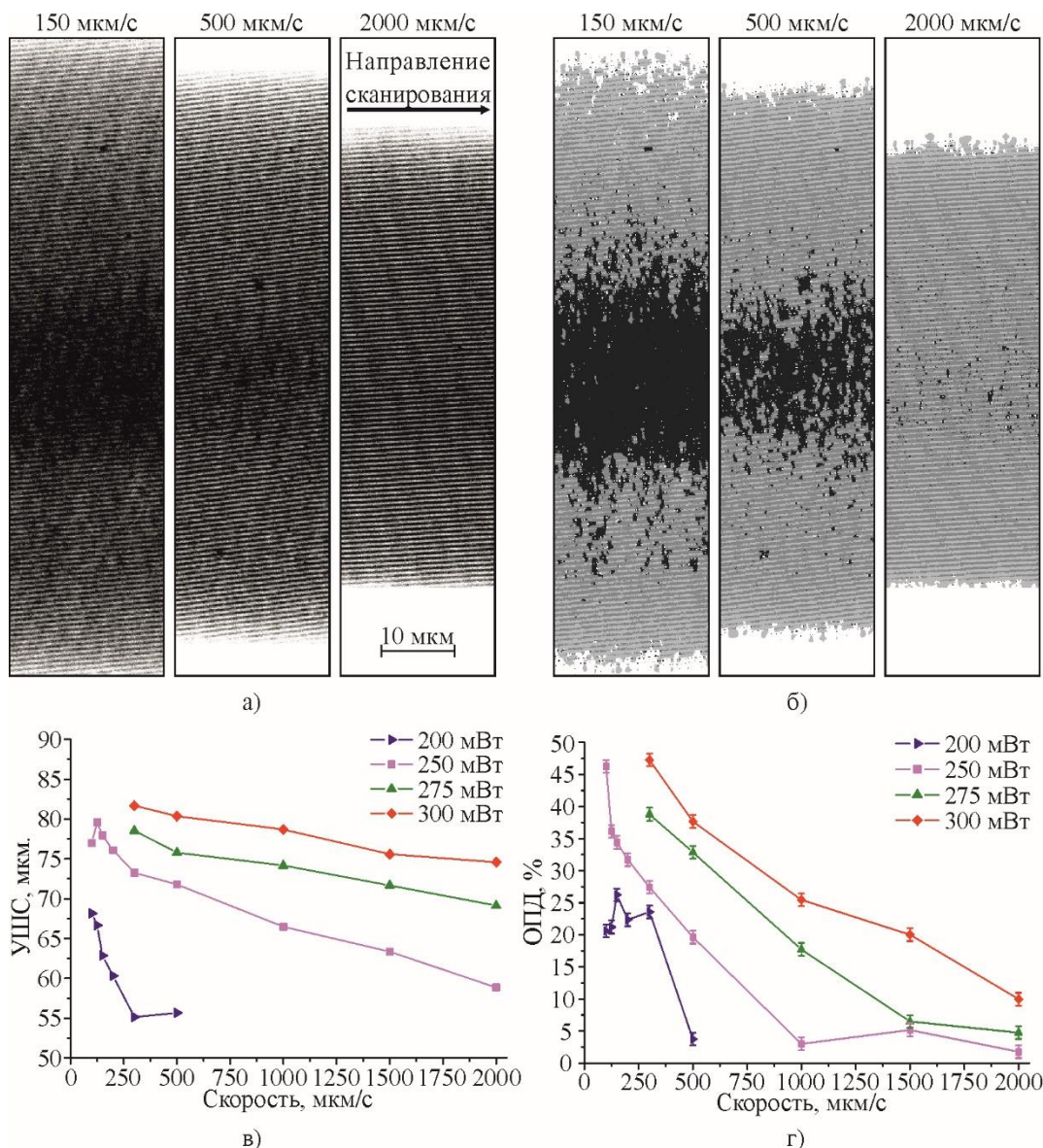


Рис. 1. Анализ микроизображений ТЛИППС: а) фрагменты обрабатываемых микроизображений ($P = 250$ мВт); б) фрагменты микроизображений после выделения дефектных областей ТЛИППС (чёрные пиксели) и областей не обработанных лазерным излучением (белые пиксели); в) усреднённая ширина следа ТЛИППС; г) относительная площадь дефектов ТЛИППС.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Спектроскопия и оптика» ИАиЭ СО РАН, за счет средств субсидии на финансовое обеспечение выполнения государственного задания (№ гос. регистрации АААА-А17-117052210002-7) в части обработки микроизображений и за счёт средств гранта РФФИ №19-32-90235 в части формирования ТЛИППС.

Литература

- [1] А.В. Достовалов, В.С. Тереньтьев и др., *Прикладная фотоника* **5**, 157-172 (2018)
- [2] A.V. Dostovalov, K.A. Okotrub et al, *Laser Physics Letters* **16**, 026003 (2019)
- [3] Д.А. Белоусов, А.В. Достовалов и др., *Компьютерная оптика* **43**, 936-945 (2019)

Лазерная подводная очистка корпусов морских судов

Ю.Н. Кульчин*, А.И. Никитин, Е.П. Субботин

Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН

**E-mail: kulchin@iacp.dvo.ru*

DOI: 10.31868/RFL2020.152-153

Естественное явление биологического обрастания поверхностей корпусов судов в тропических водах Мирового океана происходит достаточно быстро и отрицательно сказывается на гидродинамических параметрах. На борьбу с проблемой морского обрастания, учитывая ее масштаб, в мире ежегодно тратятся огромные ресурсы [1].

Анализ существующих исследований по вопросам, связанным с поиском оптимальных технических решений для оперативной и экологически безопасной подводной очистки морских судов от обрастания показал, что в настоящее время отсутствуют промышленные технологии и устройства, которые позволяют быстро, точно восстанавливать гидродинамику корпусов океанских судов [1,2]. В Институте автоматизации и процессов управления ДВО РАН (ИАПУ ДВО РАН) было предложено использовать энергию лазера для очистки корпусов судов от биологического обрастания непосредственно в морской среде без докования [3]. Результаты проведенных исследований процессов взаимодействия лазерного излучения с биообрастателями и антиобрастающими покрытиями подводной части поверхности корпусов морских судов показали, что наиболее эффективный спектральный диапазон для абляционной очистки поверхности судов от биообрастания составляет 1100 - 1500 нм. Это позволяет использовать компактный и энергоэффективный технологический волоконный лазер в составе роботизированных подводных комплексов [4].

В процессе разработки «Устройства лазерной подводной очистки поверхности объектов от биообрастания» особое внимание было уделено поиску технологических решений, при которых сфокусированный лазерный пучок, находясь в подводном воздушно-газовом пузыре, удаляет материальные объекты биологического происхождения на глубине до 20 метров. Оптическая сканирующая система укомплектована «плоским щелевым соплом», обеспечивающим защиту лазерного пучка и оптических компонентов от воды за счет образования газового пузырька. На рис. 1 представлен внешний вид изготовленной компоновки плоского щелевого сопла, установленного на системе 2D-сканирования «IPGP Mid-Power Scanner».

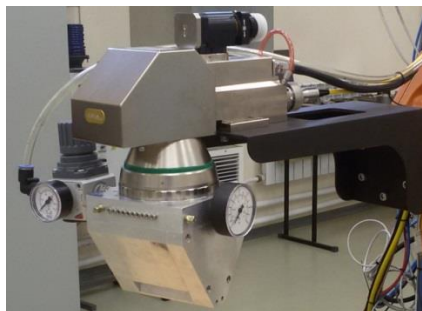


Рис. 1. Внешний вид изготовленного макета плоского щелевого сопла, соединенного с системой 2D-сканирования «IPGP Mid-Power Scanner»

«Устройство лазерной подводной очистки поверхности объектов от биообрастания» оснащено роботом-носителем системы лазерного оптического сканирования (рис. 2).



Рис. 2. Внешний вид изготовленного «Макета аппарата лазерной подводной очистки поверхности объектов от биообрастателей»

Анализ результатов предварительных исследований показал, что при соответствующем выборе спектра и мощности лазерного излучения очистку корпуса судна можно проводить без повреждения краски, а скорость очистки составляет не менее $15 \text{ м}^2/\text{ч}$, при средней стоимости - $0,25 \text{ долл./м}^2$.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект №19-07-00244).

Литература

- [1] Ю.Н. Кульчин, А.Ю. Звягинцев и др, *Вестник ДВО РАН* **6**, 96-103 (2015)
- [2] А.А. Бегун, А.Ю. Звягинцев и др, *Вода: химия и экология* **10**, 33-46 (2016)
- [3] I.G. Zhevtun, E.P. Subbotin, et al, *Corrosion: materials, protection* **4**, 34-40 (2018)
- [4] Yu.N. Kulchin, S.S. Voznesensky, et al, *Quantum Electronics* **50** (5), 475 – 488 (2020).

Лазерное аддитивное производство биорезорбируемых магниевых имплантатов и средства его автоматизации

**Ю.Н. Кульчин, А.И. Никитин^{*}, П.А. Никифоров,
Д.С. Пивоваров, Д.С. Яцко, В.А. Тимченко**

Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН

**E-mail: anikitin@iacp.dvo.ru*

DOI: 10.31868/RFL2020.154-155

Магний и его сплавы относятся к классу разлагаемых биоматериалов, имеющих механическую прочность подобную прочности кости. Оперативное создание из магниевых порошков индивидуального имплантата по электронной геометрической модели в результате лазерного аддитивного процесса исключает необходимость проведения повторной операции по его удалению. Однако сложность процесса лазерного сплавления при выполнении цикла построения детали из-за высокой химической реактивности магния, создающей риск возгорания, пока не позволяет на практике применять этот материал в медицинских приложениях: ортопедия, травматология и педиатрия. В ходе выполнения планов фундаментальных научных исследований РАН междисциплинарной группой сотрудников ДВО РАН изучено воздействие множества факторов, влияющих на механические характеристики и характеристики разложения, послойно созданных образцов из магниевых порошков МПФ-4 [1–3] в процессе аддитивного производства «прямой подвод энергии лазера и материала» (laser powder-based directed energy deposition – LPDED). Проведенный анализ вариантов применения 3D-моделирования и трехмерной печати в хирургии [4] и результаты собственных исследований [5] позволили разработать алгоритм перехода от исходной информации, содержащейся в файлах компьютерной томографии, к программному коду, задающему аддитивный процесс формирования физической формы напечатанного имплантата путем сплавления металлического порошкового материала при воздействии энергии лазера.

Процесс поэтапного формирования концептуального прототипа напечатанного имплантата из порошка магния МПФ-4 схематично представлен на рисунке 1.

Для автоматизации этапа проектирования аддитивного технологического процесса синтеза имплантата по его модели предложена концепция программно-информационного комплекса поддержки принятия решений в сфере лазерного аддитивного производства LPDED на основе онтологического подхода [6].

Результаты проведенного исследования аккумулированы в информационных базах портала знаний о технологических процессах аддитивного производства металлических изделий с использованием лазерных технологических комплексов. Данный портал, в основу которого положена концепция [6], создан на облачной платформе IASaaS [7,8] и предназначен для отработки оптимальных (по критерию качества процесса аддитивного производства) технологических режимов, пригодных для практического применения.

Исследовательская работа, направленная на создание программы синтеза деталей заданной формы в процессе лазерного аддитивного производства, носила научно-практический характер, поскольку полученные результаты могут быть

использованы в медицине, в частности, в хирургии, при изготовлении биорезорбируемых магниевых индивидуальных имплантатов для накостного остеосинтеза.

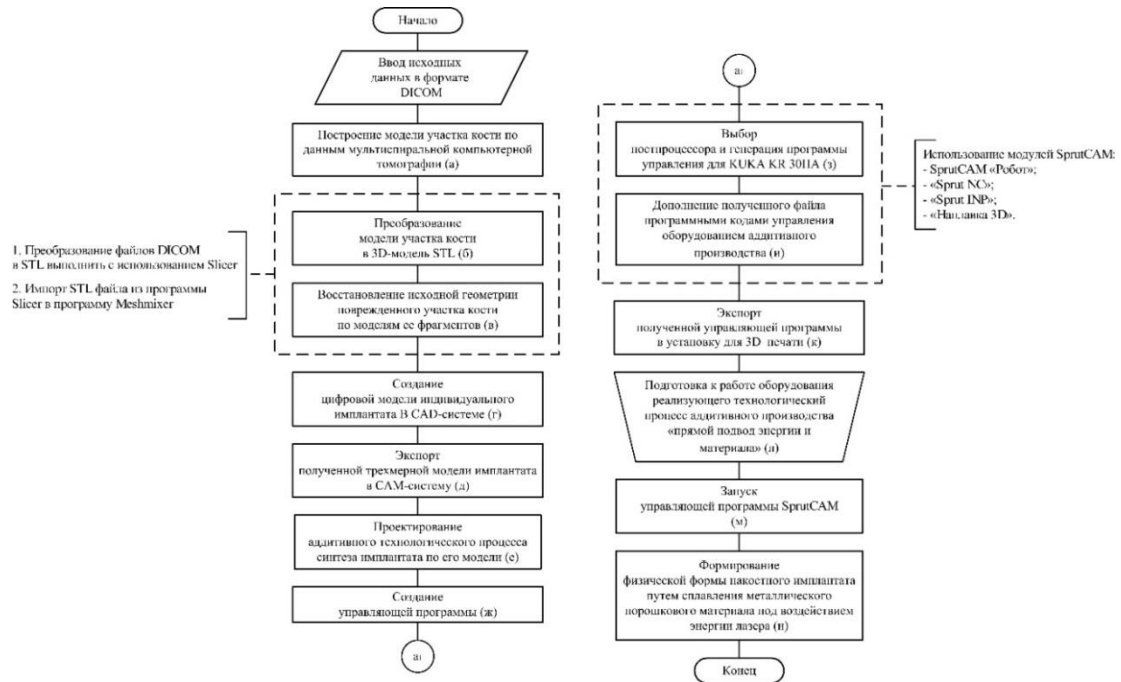


Рис. 1. Схема процесса формирования накостного имплантата по виртуальной модели для процесса аддитивного производства «прямой подвод энергии лазера и порошкового материала».

Информационные базы портала знаний будут полезны в процессе обучения операторов лазерных комплексов, а их формализованное представление обеспечит возможность использования этой информации программными системами для поддержки принятия решений.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект №20-01-00449).

Литература

- [1] Y.N. Kulchin, A.I. Nikitin et al, *International Multi-Conference on Industrial Engineering and Modern technologies (FarEastCon2019)* **992**, 780-785 (2019).
- [2] V.I. Sergienko, A.S. Gnedekov et al, *29th International Ocean and Polar Engineering Conference, ISOPE 2019 Honolulu; USA*. I-19-284 ISOPE Conference Paper (2019).
- [3] S.V. Gnedekov, S.L. Sinebryukhov et al, *Journal of Alloys and Compounds* **808**, 151629 (2019).
- [4] А.Н. Николаенко, Применение 3D-моделирования и трехмерной печати в хирургии (обзор литературы), *Medline.ru* **19(2)**, 20-44 (2018).
- [5] Sinebryukhov S.L., Gnedekov S.V., Kulchin Y.N. et al, *Asia-Pacific Conference on Fundamental Problems of Opto- and Microelectronics 2017* **11024**, (2017).
- [6] В.В. Грибова, В.А. Тимченко, *Онтология проектирования* **10(2)**, 176-189 (2020)
- [7] В.В. Грибова, А.С. Клещев и др., *Программные продукты и системы* **31(3)**, 527-536 (2018).
- [8] Gribova Valeria, Kleshev Alexander et al, *Открытые семантические технологии проектирования интеллектуальных систем* **3**, 21-24 (2019).

Секция 5
«Лазерная оптика и компоненты:
волоконные и гибридные элементы
резонатора, интерферометры,
дифракционная и интегральная оптика»

Квантово-оптические технологии для обработки и передачи информации

А.К. Федоров

*Российский квантовый центр
Московский физико-технический институт
E-mail: akf@rqc.ru*

DOI: 10.31868/RFL2020.157

Сегодня квантовые технологии – одно из наиболее бурно развивающихся направлений. Квантовые технологии открывают новые возможности для целого ряда областей. За счет своих уникальных свойств, квантовые системы могут стать основой нового поколения высокопроизводительных вычислительных устройств (квантовых компьютеров), методов защиты информации (с использованием квантовой криптографии), а также высокоточных измерительных устройств (квантовых сенсоров и квантовых метрологических устройств).

Прогресс последнего времени связан с разработкой и внедрением квантово-оптических технологий для обработки и передачи информации. В частности, активно развивается направление квантового распределения ключей – возможности использовать передачу одиночных квантовых состояний света для конфиденциального обмена ключами между удаленными пользователями. В докладе будет представлен обзор экспериментов по квантовому распределению ключей в городских условиях [1,2].

Квантово-оптические технологии также активно развиваются в контексте технологии квантовых вычислений. Во-первых, как метод управления квантовыми системами, использующими ультрахолодные атомы и ионы. Во-вторых, как самостоятельная вычислительная платформа. В докладе будет представлен анализ ряда достижений в области создания квантовых вычислительных систем, использующих квантово-оптические технологии в качестве основного метода экспериментального контроля [3]. В частности, будут представлены предварительные результаты, полученные в рамках проекта по созданию квантового вычислительного устройства на основе ионов.

Работа поддержана грантом МК-923.2019.2.

Литература

- [1] A.V. Duplinskiy, E.O. Kiktenko et al, *J. Russ. Laser Res.* **39**, 113 (2018).
- [2] E.O. Kiktenko, N.O. Pozhar et al, *Quant. Sci. Technol.* **3**, 035004 (2018).
- [3] E.O. Kiktenko, A.S. Nikolaeva et al, *Phys. Rev. A* **101**, 022304 (2020).

Спектрально-селективное подавление фундаментальной моды сердцевины в световоде с поглощающими стержнями

Т.А. Кочергина*, С.С. Алешкина, М. М. Бубнов, М.Е. Лихачев

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова*

**E-mail: tatyana@fo.gpi.ru*

DOI: 10.31868/RFL2020.158-159

Ранее [1] нами был предложен и экспериментально апробирован новый подход для подавления нежелательных мод сердцевины световода путем внесения в его оболочку соответствующим образом подобранных поглощающих стержней с показателем преломления выше уровня кварцевого стекла. Модификация оболочки световода изменяет волноводную дисперсию и характер зависимости эффективного показателя преломления ряда групп мод структуры от длины волны, приводя к тому, что на выделенных (резонансных) длинах волн пара мод может иметь близкие значения эффективного показателя преломления, подобное распределение интенсивности поля и быть одновременно локализованными и в области сердцевины, и в области поглощающих стержней. Таким образом, на резонансных длинах волн предложенная методика способствует деформации формы подавляемых мод сердцевины и увеличению их потерь на распространение за счет поглощения в стержнях. В качестве активной добавки поглощающих стержней, в таком случае, могут быть использованы редкоземельные элементы [2], имеющие полосы поглощения на соответствующих длинах волн.

В настоящей работе мы показываем возможность расширения области применения предложенной методики, а именно демонстрируем возможность реализации спектрально-селективного подавления распространения фундаментальной моды одномодового световода. Методика, развитая в настоящей работе, актуальна для создания волоконных лазеров и усилителей, излучающих на длинах волн, где генерация затруднена вследствие наличия у активной среды энергетически более выгодных излучательных переходов. Кроме того, предложенный в работе подход также может применяться для подавления вынужденного рамановского рассеяния. Уникальной особенностью рассмотренного механизма подавления фундаментальной моды сердцевины является контролируемая (путем изгиба) спектральная ширина области, где вносятся избыточные потери. Применимость методики рассмотрена на примере Yb-волоконного лазера, излучающего на длине волны 977 нм.

При моделировании для простоты интерпретации сначала нами была рассмотрена конструкция световода только с одним поглощающим стержнем (вставка рисунка 1а). Сердцевина имела следующие параметры: $D_{core}=10$ мкм, $\Delta n=0.002$, $\lambda_{cutoff}=970$ нм. Параметры стержня были подобраны так, чтобы положение резонанса было на длине волны 1030 нм в прямом световоде. Оценка параметров резонансного взаимодействия была осуществлена посредством вычисления содержания доли мощности подавляемой моды сердцевины в области стержня.

Согласно нашим расчетам, на ширину пика резонансного взаимодействия влияет расстояние (S) от оси световода до оси стержня (ширина пика растет при

уменьшении расстояния), а так же величина показателя преломления поглощающего стержня (ширина пика растет при уменьшении показателя преломления стержня). При этом на интенсивность пика оказывает влияние только показатель преломления поглощающего стержня.

Исследования, проведенные для конструкции изогнутого световода, показали, что направление изгиба (относительно пространственного положения стержня, вставка рисунка 1а) и радиус изгиба влияют на ширину и интенсивность пика резонансного взаимодействия. Кроме того, изгиб световода оказывает существенное влияние на смещение положения длины волны резонанса (рисунок 1а). Как следствие, при усреднении всех возможных направлений изгиба область резонансного взаимодействия изогнутого световода оказывается шире пика резонансного взаимодействия прямого световода. При этом ширина резонанса зависит от радиуса изгиба. Выбор конструкции световода, как минимум с тремя поглощающими стержнями, расположенными в вершинах равностороннего треугольника (вставка рисунка 1б), приводит к тому, что практически при любом направлении изгиба для разных стержней реализуются разнонаправленное смещение пика. В то же время при рассмотрении реальной конструкции световода, скрученного в бухту фиксированного диаметра, направление изгиба изменяется по длине световода, и усредненный спектр доли мощности моды сердцевин в поглощающем стержне имеет профиль близкий к прямоугольному (рисунок 1б).

Интересно отметить, что путем изменения расстояния между каждым стержнем и осью световода, возможно регулировать чувствительность уширения области резонанса к изгибу, и тем самым контролировать ширину спектральной области, где распространение фундаментальной моды должно быть подавлено.

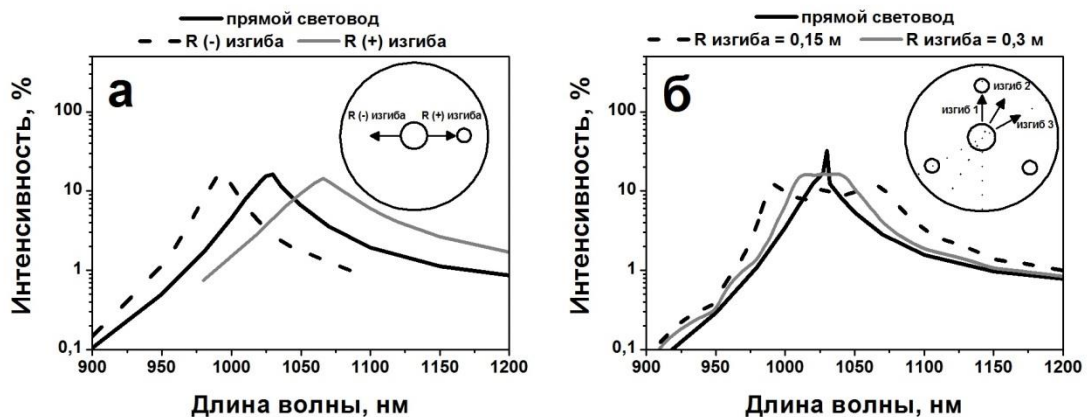


Рис. 1. Рассчитанный спектр поглощения прямого и изогнутого (в неравнозначных направлениях) световода с одним (а) стержнем ($d_{\text{стержня}}=2.28$ мкм, $\Delta n=0.01$, $R_{\text{изгиба}}=0.15$ м) и с тремя (б) стержнями ($d_{\text{стержня}}=2.28$ мкм, $\Delta n=0.01$, $R_{\text{изгиба}}=0.3$ м и 0.15 м). На вставках -схематичное изображение рассмотренных конструкций световодов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 16-12-10553).

Литература

- [1] S.S. Aleshkina, T.A. Kochergina et al. *Scientific Reports* **10**, 7174 (2020)
- [2] Т.А. Кочергина, С.С. Алешкина и др. *Квантовая электроника* **48**, 733 (2018)

Волоконный световод со смещённой сердцевиной для подавления ВРМБ

М.М. Худяков^{1,2,*}, В.В. Алексеев¹, Д.С. Липатов³, А.Н. Гурьянов³,
В. Темянко⁴, М.М. Бубнов¹, М.Е. Лихачёв¹

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова

²Московский физико-технический институт

³Институт химии высокочистых веществ РАН

⁴College of Optical Sciences, University of Arizona

*E-mail: DAngel.74@gmail.com

DOI: 10.31868/RFL2020.160-161

Вынужденное рассеяние Манделъштама-Бриллюэна (ВРМБ) – нелинейный эффект с наименьшим порогом в оптических волоконных световодах (ВС) для излучения с узкой спектральной шириной (<100 МГц). Наиболее сильно это проявляется для ВС большой длины и с маленьким диаметром сердцевины, таких как высоко-нелинейные ВС, используемые в усилителях, основанных на эффекте вынужденного комбинационного рассеяния.

Порог ВРМБ обратно пропорционален ширине спектра усиления ВРМБ. Существует ряд способов уширения спектра ВРМБ в ВС: модификация акустического профиля (распределения скорости звука) [1], [2]; создание градиента температуры [3], натяжения [4] или концентрации легирующей добавки в сердцевине [5] по длине. Первый метод позволяет получить подавление ВРМБ на 6,4 дБ для пассивного ВС [1] и 11,2 дБ для активного [2] по сравнению со стандартными ВС с аналогичными оптическими параметрами. Однако, этот метод требует точного контроля концентраций легирующих добавок для достижения высокого подавления, что делает создание таких ВС технологически сложным и дорогим. Второй метод позволяет сдвинуть частоту пика ВРМБ по длине ВС, что приводит к эффективному уширению спектра. Использование градиента температуры позволило повысить порог ВРМБ на 4,8 дБ [3], натяжения – 15,3 дБ [4]. Большая разница между результатами объясняется тем, что максимальный градиент температуры ВС в [3] ограничен 140 °С, что приводит к максимальному сдвигу спектра ВРМБ на 180 МГц, в то время как в [4] максимальный сдвиг составил 1,7 ГГц для натяжения 30 Н, ограниченного прочностью ВС. Использование данных методов в практических условиях является сложной инженерной задачей по причине необходимости создания однородного градиента для достижения максимального результата. Более того, долговременная надёжность ВС в условиях высокой температуры или сильного растяжения сильно сокращается.

В данной работе мы предлагаем и демонстрируем новый метод подавления ВРМБ в ВС путём смещения его сердцевины к краю оболочки с последующим наматыванием его на катушку маленького диаметра. Это позволяет создать периодический градиент натяжения в сердцевине ВС без сложной системы используемой в [4]. Более того, сердцевина ВС в данной работе претерпевает как растяжение, так и сжатие, что позволяет практически удвоить максимальный градиент натяжения (смотри Рис. 1а)).

Заготовка ВС была произведена методом MCVD. Сердцевина была легирована 24 мол.% GeO₂, что соответствует $\Delta n = 0.0035$. Заготовка была обработана для получения сердцевины с диаметром 8 мкм, смещённой от оболочки диаметром 125 мкм на 9 мкм (смотри Рис. 1б)). Рассчитанный диаметр поля моды на длине волны 1550 нм составил 6,7 мкм, длина волны отсечки второй моды соста-

вила 1750 нм. Для улучшения прочности и долговременной надёжности ВС помимо полимерного покрытия непосредственно на световод наносилось так же герметичное углеродное покрытие [6]. Это позволило намотать ВС на катушку с внешним диаметром 28 мм без риска обрывов световода на протяжении его срока службы.

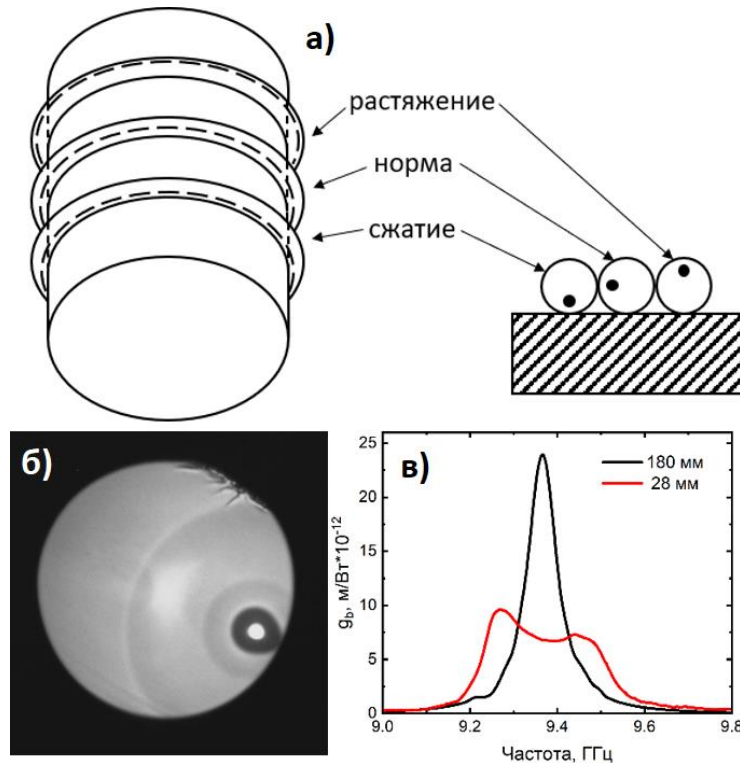


Рис. 1. а) Схема намотки ВС со смещённой сердцевиной; б) фотография торца ВС; в) измеренные спектры ВРМБ при намотке на катушки разного диаметра.

Измерение спектра ВРМБ производилось методом запуска пробного излучения с отстроенной длиной волны навстречу фиксированному сигналу [7]. Результаты приведены на рисунке 1в). Ширина на полувысоте спектра ВРМБ ненапряжённого ВС, намотанного на катушку диаметром 180 мм, составила 78 МГц. При намотке ВС на катушку диаметром 28 мм ширина увеличилась до 272 МГц. При этом пиковое значение коэффициента усиления уменьшилось с 24 пм/Вт до 9,3 пм/Вт, что демонстрирует подавление ВРМБ на 4,1 дБ. Стоит отметить, что при намотке ВС на катушку с более маленьким диаметром или при создании ВС с большим диаметром оболочки (и большим смещением сердцевины от центра) подавление ВРМБ окажется выше.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-38-90281.

Литература

- [1] М. М. Khudyakov, М. Е. Likhachev, et al., in *Fiber Lasers XIV: Technology and Systems* (2017), **10083**, 1008313.
- [2] M. D. Mermelstein, M. J. Andrejco, et al., **6873**, 68730N (2008).
- [3] J. Hansryd, F. Dross, et al., *J. Light. Technol.* **19**, 1691–1697 (2001).
- [4] R. Engelbrecht, M. Mueller, et al., in *2009 IEEE/LEOS Winter Topicals Meeting Series* (IEEE, 2009), 248–249.
- [5] J. Nagel, V. Temyanko, et al., in *2013 IEEE Photonics Conference* (IEEE, 2013), **2**, 271–272.
- [6] V. A. Bogatyryov, M. M. Bubnov, et al., *Opt. Eng.* **30**, 690 (1991).
- [7] М. М. Khudyakov, М. Е. Likhachev, et al., *Quantum Electron.* **46**, 468–472 (2016).

Микроструктурированные волоконные световоды с наведенной киральностью

А.В. Бурдин^{1,2,3}, К.В. Дукельский¹, В.В. Демидов^{1,*}, Е.В. Тер-Нерсисянц¹

¹АО "НПО ГОИ им. С.И. Вавилова"

²Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики

³ООО "ОптоФайбер Лаб"

*E-mail: demidov@goi.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.162-163

В работе представлены результаты исследования характеристик изготовленных пилотных образцов микроструктурированных оптических волокон (МС ОВ) двух типов геометрии с наведенной в процессе вытяжки киральностью, составляющей 10 и 66 оборотов/метр, соответственно.

К первой группе относятся МС ОВ гексагональной геометрии сердцевин, соответствующим образом сформированная 2D-периодическая волоконная структура которой обеспечивала имитацию волоконного световода с кольцевой сердцевинной. На рис. 1 представлена фотография торца изготовленного МС ОВ группы #01, характеризующегося следующими параметрами: число порядков отверстий круглого сечения – 4; период (расстояние между отверстиями) – 10.35 мкм; отношение диаметра отверстия к периоду – 0.6; внешний диаметр – 125 мкм. Приведенные характеристики использовались в качестве исходных данных к расчету МС ОВ на оптической несущей $\lambda=1550$ нм.

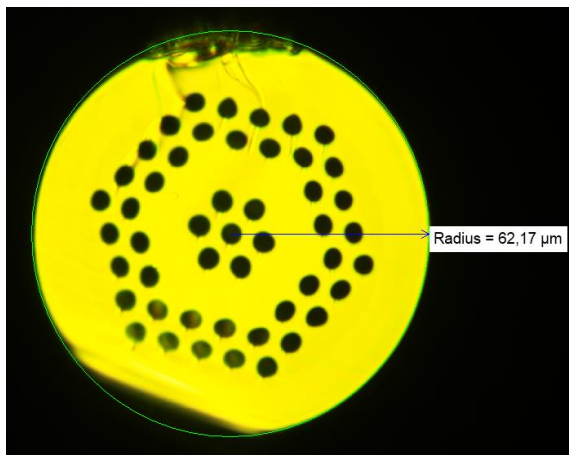


Рис. 1. Фотография торца МС ОВ группы #01 гексагональной геометрии с кольцевым радиальным распределением полей мод

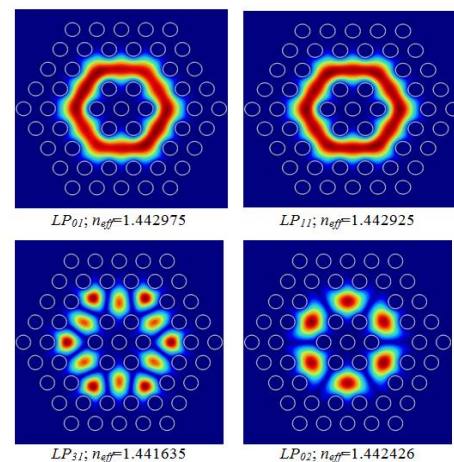


Рис. 2. Радиальное распределение полей основной и некоторых высших мод МС ОВ группы #01 ($\lambda=1550$ нм)

Некоторые полученные в результате проведенного расчета радиальные распределения полей мод представлены на рис. 2. Всего условию отсечки на указанной длине волны удовлетворяет 12 мод. На следующем этапе было проведено сканирование распределения пучка оптического излучения, возбуждаемого когерентным источником оптического излучения на длине волны 1550 нм с выхода пилотных образцов описанных МС ОВ в дальнем поле. В качестве примера на рис. 3 представлены результаты измерений, проведенные для МС ОВ группы #01, вытянутых с периодом наведенной скрутки 66 оборотов/метр.

Вторую группу составили маломодовые МС ОВ с несимметричной гексагональной геометрией, предполагающей смещение сердцевин относительно цен-

тральной оси симметрии ОВ при следующих параметрах: число порядков отверстий – 4; расстояние между соседними отверстиями – 14.85 мкм; диаметр отверстия – 7.15 мкм; отношение диаметра отверстия к шагу структуры – 0.65; диаметр сердцевины – 14.85 мкм; внешний диаметр – 125 мкм.

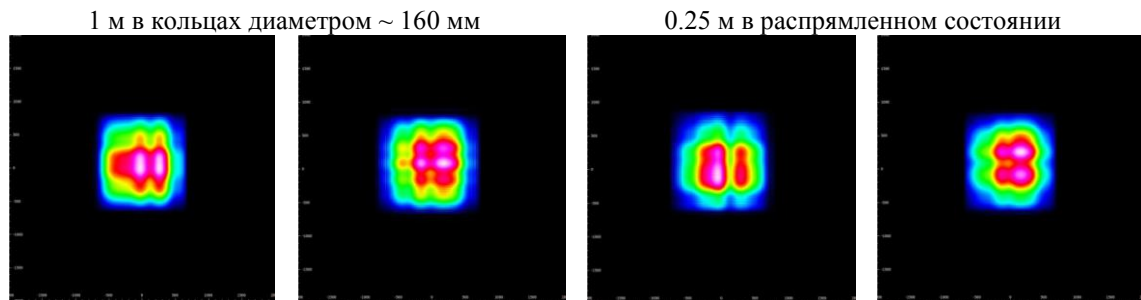


Рис. 3. Результаты измерения профиля лазерного пучка на выходе МС ОВ группы #01 с периодом наведенной скрутки 66 оборотов/метр

Соответственно, на рис. 4 представлена фотография торца изготовленного МС ОВ группы #02, на рис. 5 – расчетные радиальные распределения полей мод, на рис. 6 – результаты измерения профиля пучка оптического излучения лазера (длина волны $\lambda=1550$ нм) с выхода пилотных образцов описанных МС ОВ группы #02 с периодом наведенной скрутки 66 оборотов / метр в дальнем поле.

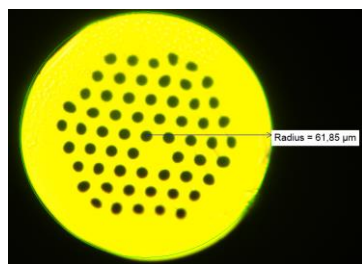


Рис. 4. Фотография торца МС ОВ группы #02

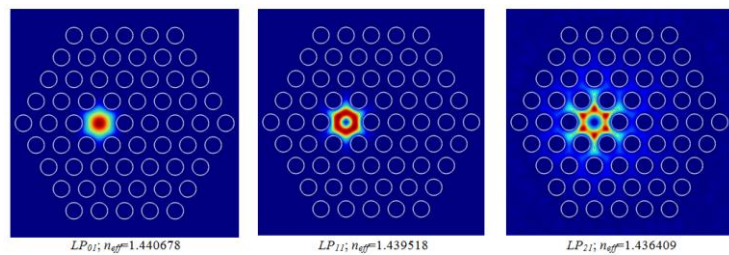


Рис. 5. Радиальное распределение полей некоторых мод МС ОВ группы #02

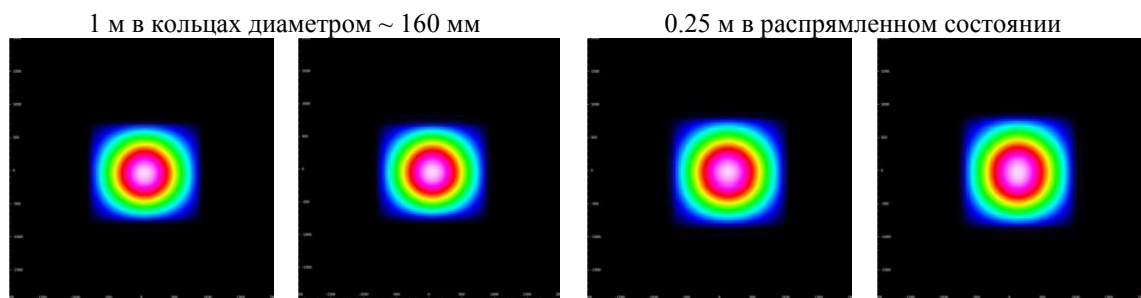


Рис. 6. Результаты измерения профиля лазерного пучка на выходе МС ОВ группы #02 с периодом наведенной скрутки 66 оборотов/метр

Полученные результаты проведённой серии экспериментальных исследований пилотных образцов световодов демонстрируют принципиальную возможность практической реализации изготовления киральных МС ОВ с достаточно высоким периодом наведенной скрутки.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, DST, NSFC и NRF в рамках научного проекта № 19-57-80016 БРИКС_Т

Лазерный диодный модуль высокой энергетической яркости с волоконно-оптическим выводом ЛМД-50

Д.А. Автайкин, Е.В. Борисов, В.А. Великанов, И.В. Галушка, А.В. Кузнецихин,
Г.Т. Микаелян, В.А. Панарин, С.Н. Соколов*, Т.Д. Токарева

ООО "НПП "Инжект", Саратов

*E-mail: s.sokolov@nppinject.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.164-165

Представлены результаты разработки диодного лазерного модуля высокой энергетической яркости с волоконно-оптическим выводом для накачки волоконных лазеров.

В последнее десятилетие наблюдается бурный прогресс в материалах, конструкциях и технологиях производства диодных лазеров. Мировой выпуск диодных лазеров типов стабильно превышает 40% (6,9846 млрд. долл. США) в объеме производства лазеров всех типов в 2019г. [1]. Наибольшее применение высокоомощные диодные лазеры находят в секторе рынка лазерных технологических установок для обработки материалов, системах накачки волоконных и твердотельных лазеров. В этой связи создание мощных высокоэффективных диодных лазерных модулей является приоритетной задачей. В ООО "НПП "Инжект" был разработан лазерный диодный модуль ЛМД-50 и начато его производство. В процессе разработки этого модуля была создана топология и технология изготовления активного элемента - лазерного диода и прецизионной сборки модуля. Была спроектирована оптическая схема вывода излучения из корпуса модуля и изготовлены оптические микро-линзовые элементы, обеспечивающие достижение выходной мощности лазерного излучения 50 Вт в непрерывном режиме в сердцевине световода с диаметром 105 мкм с числовой апертурой 0,22. Габаритные размеры корпуса модуля составляют: 78(Д)х28(Ш)х13,5(В) мм. Внешний вид модуля приведен на фотографии Рис.1.

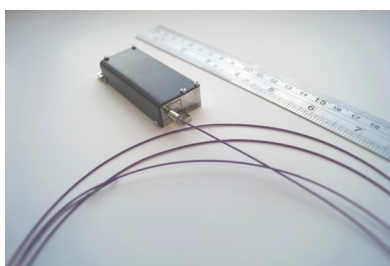


Рис.1. Внешний вид лазерного диодного модуля ЛМД-50.

Основные параметры лазерного диодного модуля приведены ниже в таблице 1.

Таблица 1

Параметр	Единицы измерения	Мин.	Ном.	Макс.
Мощность лазерного излучения	Вт	44	50	54
Длина волны лазерного излучения	нм	973	976	979
Полуширина спектра лазерного излучения (FWHM)	нм	4	5	6
Температурный сдвиг длины волны лазерного излучения	нм/°С		0,35	
Сдвиг длины волны лазерного излучения от тока	нм/А		0,9	
КПД	%		46	
Рабочий ток,	А		12	
Пороговый ток,	А		0,6	
Рабочее напряжение,	В		9	
Дифференциальная эффективность	Вт/А		6,5	
Диаметр защитного покрытия световода - тефлон (ETFE), мкм	мкм		900	

Анализ конструкций лазерных диодных модулей с волоконно-оптическим выводом, выпускаемых зарубежными фирмами: Jenoptik, DILAS/Coherent, II-VI, Lumentum, Suzhou Everbright Photonics, Jilin Province Changguang Rays Laser Technology, BWT Beijing, показал, что только фирма DILAS/Coherent выпускается ЛД модуль с такой же номинальной выходной мощностью 50 Вт, удобной для ряда применений. ЛМД-50 модуль имеет длину волны лазерного излучения 976+/-3 нм оптимальную для накачки волоконных лазеров. По основным техническим параметрам лазерный диодный (ЛД) модуль высокой энергетической яркости с волоконно-оптическим выводом ЛМД-50 соответствует зарубежному аналогу. В конструкции ЛД модуля ЛМД-50 использованы материалы, изготовленные в России, поэтому применение модулей в новых отечественных разработках волоконных лазеров и лазерных приборов устраняет необходимость импорта, зависимость от монопольного поставщика и открывает новые возможности создания отечественных волоконных лазеров.

Лазерный диодный модуль предназначен для использования в качестве источника мощного оптического излучения и имеет хорошие перспективы использования в аппаратуре широкого применения в системах диодной накачки волоконных лазеров; лазерной микрообработке материалов; медицинских приборах и научных исследованиях.

Литература

- [1] Annual Laser Market Review & Forecast 2020: Laser markets navigate turbulent times, Jan 28th, 2020; Электронный ресурс: URL: <https://www.laserfocusworld.com/lasers-sources/article/14073907/laser-markets-navigate-turbulent-times> (дата обращения: 10.07.2020).

Моделирование пространственно-временной динамики двухволнового кольцевого волоконного нелинейного микрорезонатора

В.А. Разуков^{*}, Л.А. Мельников

Саратовский государственный технический университет имени Ю.А. Гагарина

**E-mail: razukov.vad@gmail.com*

DOI: 10.31868/RFL2020.166-167

Очевидно, что возможность предсказать поведение электромагнитного поля в микрорезонаторах имеет огромное практическое значение. Так как режим работы таких резонаторов сильно нелинейный, то исследование их динамики возможно лишь с применением методов численного моделирования, причем с привлечением моделей, адекватных в описании происходящих процессов, но и не требующих длительных расчетов. Основным [1] является модовый подход, при котором поле внутри микрорезонатора разбивается по продольным модам, и записываются уравнения для комплексных амплитуд этих мод, зависящих от времени. Результатом будет система десятков или даже сотен обычных граничных нелинейных уравнений, решение которых на компьютере является нетривиальной задачей. Например, из-за нелинейности, в уравнениях появляются суммы всех возможных произведений мод, и расчеты потребуют значительных временных и машинных ресурсов. Кроме того, чтобы рассчитать профиль поля во времени, требуется сложить поля мод, что тоже занимает много времени, если таких мод очень много. Это все примеры методов разложения в спектр. Альтернативным подходом к задаче динамики поля в микрорезонаторе является разностная схема, основанная на уравнениях переноса. [2], успешно примененная для моделирования рамановских и ВРМБ лазеров. Данная работа посвящена дальнейшему улучшению численной модели [2], и анализу результатов, полученных с помощью данной методики.

Уравнения, описывающие распространение импульса в внутри микрорезонатора, задаются следующим образом:

$$2i \left(\frac{\partial F}{\partial t} + v \frac{\partial F}{\partial z} \right) + D \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} + 2\chi(|F|^2 + 2|B|^2)F = 0,$$

$$2i \left(\frac{\partial B}{\partial t} - v \frac{\partial B}{\partial z} \right) + D \frac{\partial^2 B}{\partial z^2} + 2\chi(2|F|^2 + |B|^2)B = 0.$$

Граничные условия имеют вид: $F(0) = \sqrt{1-R}\sqrt{1-r}F(L) + \sqrt{R}\sqrt{A}\sqrt{1-r} + \sqrt{r}B(0)$; $B(L) = \sqrt{1-R}\sqrt{1-r}B(0) - \sqrt{r}(1-r)F(L) + \sqrt{Rr}\sqrt{1-R}\sqrt{A}$.

Здесь F и B – поля волн, распространяющихся по и против часовой стрелок, $D < 0$ – коэффициент ДГС, v – групповая скорость, χ – коэффициент фазовой кросс и самомодуляции, R – коэффициент отражения ответвителя, r – коэффициент отражения зеркала внутри резонатора, A – интенсивность внешней накачки, L – длина резонатора.

Мы учитываем дисперсию и нелинейность микрорезонатора, ответвитель, и зеркало, расположенное в случайном месте волокна. Кроме упомянутых эффектов, так же может присутствовать модуляционная неустойчивость. Для решения задачи применяется эффективная разностная схема второго порядка «Кабаре» [3]. На рисунке приведен пример учета взаимного сдвига по фазе в

волокне, вызванного, например, вращением, и рэлеевского рассеяния на неоднородностях в среде резонатора [4].

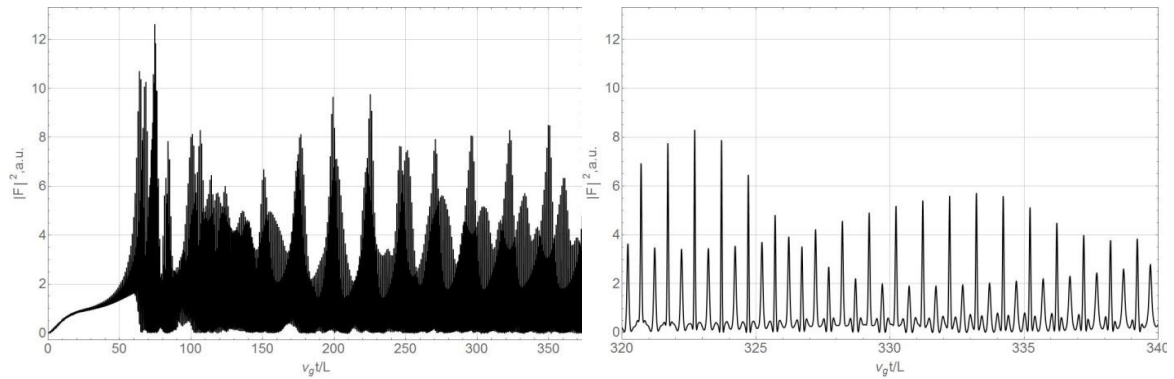


Рис. 1. Формирование оптической гребенки. Заметен сильный фоновый фазовый шум. Коэффициент модуляции $\chi = 0,25$. Коэффициент линейной связи волн $r = 0,001$. Коэффициент потерь $0,0001$.

Таким образом, использование явно-неявной схемы «Кабаре» позволяет с легкостью учитывать необходимые нелинейные эффекты в наблюдаемой системе. Это практически невозможно с модовым подходом, так как количество уравнений увеличивается в несколько раз при вводе каждого нового эффекта, с соответствующим ростом необходимого расчетного времени.

Литература

- [1] T. Herr, V. Brasch et al, *Nature Photonics*, **8**, 145–152 (2014).
- [2] V.A. Razukov and L. A. Melnikov, in *Saratov Fall Meeting 2015: Third International Symposium on Optics and Biophotonics and Seventh Finnish-Russian Photonics and Laser Symposium (PALS)*, **9917**, 788 – 792 (2016)
- [3] В.М. Головизнин, А.А. Самарский, *Математическое моделирование*. **10**, 86–100 (1998).
- [4] Разуков В.А., Мельников Л.А., *Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия Физика*. **20(1)**. 64-71 (2020).

Возможности современной лазерной литографии для синтеза микро- и наноструктурированных планарных оптических элементов

**В.П. Корольков*, А.Г. Седухин, Р.К. Насыров, Р.В. Шиманский,
В.Н. Хомутов, А.Е. Качкин, А.Е. Маточкин**

Институт автоматики и электрометрии СО РАН

**E-mail: korolkov@iae.nsk.su*

DOI: 10.31868/RFL2020.168-169

В свете многочисленных современных публикаций по разработке и исследованию новых приборов и систем дифракционной и интегральной оптики, которые базируются на элементах с тонкослойными микро- и наноструктурами достаточно актуальным остается совершенствование технологической базы для создания названных элементов. Необходимо отметить, что, в силу большей простоты изготовления и технологического контроля качества, наиболее массовыми и доступными (по своей стоимости) продолжают оставаться планарные оптические элементы на поверхности которых формируется не только традиционные дифракционные и растровые компьютерно-синтезированные микро- и нано-структуры, но и структуры, относимые к области метаматериалов.

В докладе обсуждается состояние разработок и апробации двух сканирующих лазерных нанолитографов, которые были созданы в Институте автоматики и электрометрии (ИАиЭ) СО РАН, в рамках проекта РФФ «Развитие сверхразрешающей термохимической лазерной технологии формирования компьютерно-синтезированных дифракционных наноструктур». Данные установки ориентированы на использование именно планарных стеклянных подложек и безрезистной технологии прямой записи остросфокусированным лазерным лучом по тонким пленкам металлов. Дополнительно проводится сопоставление указанных установок с современной коммерческой установкой DWL66+ HiRes [1], которая также ориентирована на использование планарных подложек, но базируется на применении фоторезистов для изготовления как бинарных так и многоуровневых микроструктурированных оптических элементов. Последняя установка была закуплена в рамках гранта ФЦП на модернизацию оборудования ЦКП «Спектроскопия и оптика» совместно с другими технологическими средствами и аналитическим оборудованием.

Следует отметить, что несмотря на то, что разработанные в ИАиЭ нанолитографы прошли первые тестовые испытания, они продолжают совершенствоваться, в части дальнейшей модернизации отдельных узлов для повышения разрешающей способности лазерной записи, стабильности позиционирования лазерного луча по полю записи, а также отработки программного обеспечения и технологических режимов лазерной записи. Для сопоставления, ниже приводятся краткие характеристики установок.

Первый, компактный и относительно простой, нанолитограф, разработанный в ИАиЭ СО РАН [2], работает в прямоугольной системе координат XY и осуществляет лазерную запись произвольных планарных структур на пленках металлов типа Cr, Ti, Zr, Ta, V, Mo, на поле размером 50×50 мм, с дискретностью измерения координат ± 1 нм и с предельным пространственным разрешением порядка 350 – 450 нм (зависит от материалов и режимов записи). В данной установке используется мощный диодный лазер с

длиной волны 405 нм и возможностью аналоговой и импульсной модуляции. Установка способна обеспечить запись структур в непрерывном и импульсном режиме (с длительностью импульсов до 100 нс). Открытый модульный принцип построения и использование преимущественно стандартных узлов, позволяет проводить эксперименты по модернизации и исследованию новых узлов (фокусирующих систем, датчиков автофокусировки, приводов позиционирования луча и др.).

Второй, более сложный и крупногабаритный нанолитограф, разработанный в ИАиЭ СО РАН, работает в полярной системе координат Rφ и осуществляет лазерную запись произвольных планарных структур на тех же указанных пленках металлов, на поле диаметром до 189 мм, с дискретностью позиционирования лазерного луча ± 1 нм и с расчетным пространственным разрешением порядка 380–500 нм. Установка спроектирована с двумя каналами записи с длиной волны 532 и 266 нм. В части модернизации узлов, установка менее гибкая, чем предыдущая, но обеспечивает существенно более скоростную запись до 10 м/с, на поле диаметром до 189 мм.

Наконец, последний коммерческий нанолитограф DWL66+ HiRes работает в режиме XY-позиционирования лазерного луча и его векторного перемещения на поле размером 200×200 мм. Здесь используется полупроводниковый лазер с длиной волны 375 нм. Дискретность позиционирования лазерного пятна составляет 5 нм при диаметре пятна 300 нм. Установка позволяет осуществлять запись как бинарных, так и многоуровневых микро- и нано-структур произвольной топологии.

Тестовые структуры, записанные на пленках металлов типа Cr, Ti, Zr, Ta, V, Mo с помощью установок разработки ИАиЭ СО РАН продемонстрировали достаточные для многих практических задач результаты и позволили выявить более предпочтительные для записи металлы (в зависимости от требуемых характеристик, это Cr, Zr и Ti), а также новые режимы записи – в частности, режимы, обеспечивающие сквозное окисление пленок Ti. При оценке качества записи, учитывались такие параметры, как разрешающая способность, контраст записи, интегральная и локальная неровность краев формируемых дорожек (физическая ширина вследствие проявления пороговых свойств записи), пористость окисленных пленок и склонность к образованию микрокристаллитов, максимально допустимая скорость записи и другие. Был выявлен эффект сверхразрешения на пленках Zr, который позволил записывать регулярные решетки с периодом, равным шагу между треками при записи (в эксперименте, шаг составлял 250 нм, при диаметре светового пятна порядка 800 нм).

Данная работа была проведена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 17-19-01721-П и при использовании оборудования ЦКП «Спектроскопия и оптика».

Литература

- [1] <https://heidelberg-instruments.com/en/products/dwl-66.html>, выпуск 2019 года.
- [2] В.П. Корольков, А.Г. Седухин, и др., Интерэкспо Гео-Сибирь. Национальная конференция с международным участием "СИБОПТИКА-2019". — 2019. — Т. 8. — С. 28–33.

Формирование дифракционных структур на пленках циркония с помощью лазерной записи и реактивного ионного травления

В.П. Корольков¹, Р.И. Куц^{1,2,*}, А.И. Малышев¹, А.Е. Маточкин¹, Д.А. Белоусов¹

¹Институт автоматизи́ки и электрометрии СО РАН

²Новосибирский государственный университет

*E-mail: r.i.kuts@mail.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.170-171

С развитием субволновой дифракционной оптики возникает потребность в поиске методов повышения пространственного разрешения. С этой целью хорошо зарекомендовала себя технология прямой лазерной записи на тонких пленках переходных металлов.

При воздействии непрерывного или импульсного сфокусированного лазерного излучения на пленках циркония, нанесенных на подложку из плавленого кварца, был обнаружен эффект увеличения фазовой высоты структур относительно уровня пленки [1]. При толщине пленки ~100 нм диапазон изменения эффективной высоты структур, записанных с разной мощностью пучка, достигает 700 нм. С помощью атомно-силовой микроскопии было продемонстрировано наличие нанорешеток с периодом, равным шагу сканирования (200-400 нм) при диаметре записывающего пятна 450-700 нм. Данная субволновая решетка и создает эффект большой фазовой глубины. Обнаруженный эффект может быть применен для создания фазовых отражательных дифракционных оптических элементов (ДОЭ) с дифракционной эффективностью, превышающей 30%.

Целью работы было исследование влияния реактивно-ионного травления (РИТ) на нанорешетки, сформированные лазерной записью на тонкой пленке циркония. Тонкая пленка циркония толщиной 104 нм была нанесена на кварцевую подложку методом магнетронного напыления. Прямая лазерная запись производилась на установке ХУ лазерного нанолитографа с длиной волны записывающего лазера 405 нм. Были записаны тестовые структуры, шириной 5 мкм с различной мощностью записывающего излучения в диапазоне 9-14 мВт. Шаг по поперечной координате при записи был равен 250 нм. Соответственно, период продольных наноструктур равен шагу записи. С помощью интерферометрии белого света были получены зависимости эффективной фазовой глубины от мощности излучения.

Далее образец с записанными структурами был подвергнут реактивно-ионному травлению. В качестве активного реагента был выбран газ CF_4 , который входил в состав газовой смеси вместе с кислородом в пропорции 14:1. Через каждые 20 минут травления фиксировались оптические свойства структур. Показано, что при определенном времени травления эффективная высота относительно уровня пленки металла может быть существенно увеличена на участках, где не был достигнут максимум при лазерной записи. Возможность изменения эффективной высоты рельефа с помощью РИТ позволяет производить подстройку интегральной дифракционной эффективности ДОЭ после лазерной записи.

Данная работа выполнена в рамках реализации гранта РНФ №17-19-01721-П.

Литература

- [1] V. P. Korolkov, S.L. Mikerin, и др, *Презентация на Международной конференции ALT-2019*, Прага, 15-20 сентября 2019.

Стендовая сессия

Модовый интерферометр Маха-Цандера на основе утоньшенного волокна для измерения показателя преломления жидкости

В.А. Симонов*, В.С. Терентьев

Институт автоматики и электрометрии СО РАН

*E-mail: SimonovVA@iae.sbras.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.173-174

Интерферометр Маха-Цандера (ИМЦ), плечи которого образуют разные моды оптического волокна, могут использоваться в качестве датчиков уровня жидкости [1], показателя преломления и/или температуры/деформации/изгиба [2]. Разность длин плеч возникает из-за различия эффективного показателя преломления n_{eff} для разных мод. К недостаткам можно отнести образование более чем двух плеч, что приводит к интерференции большего числа лучей, чем в случае классического ИМЦ, и усложняет анализ интерференционной картины.

Существует несколько технологически несложных способов создать ИМЦ такого типа: вставка из другого типа волокна [1]; вставка волокна со смещением оси [3]; неадиабатическое изменение диаметра волокна [4]; наклонные и длинно-периодные ВБР. Также, возможны комбинации вышеперечисленных способов. Анализ показаний датчиков различных величин (показателя преломления среды, температуры и деформации) обычно производится по смещению положения минимума или максимума интерференционной картины (одного или нескольких). Также для этого использовалась Фурье-фильтрация [5] и быстрое преобразование Фурье [6].

В данной работе предлагается способ, являющийся комбинацией нескольких из описанных и представленный на Рис.1(а). Преимуществами данного метода являются использование одного вида волокна и возможность тонкой настройки связи основной моды входного волокна с модами вставки за счет подбора степени утоньшения. Кроме того, предлагается использовать преобразование Фурье для анализа интерференционной картины ИМЦ, что позволит обойти ограничение, связанное со смещением экстремума интерференционной картины на величину, большую чем область свободной дисперсии интерферометра, а также снизить влияние интерференции с возбуждаемыми модами высшего порядка.

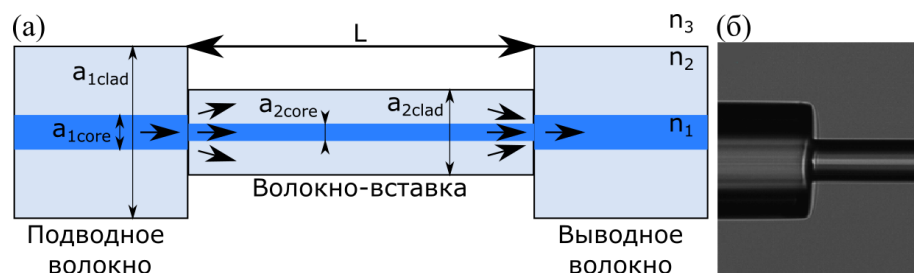


Рис. 1. (а) Схема предлагаемого ИМЦ: a_{1core} и a_{1clad} – диаметры сердцевины и оболочки подводного и выводного волокон, a_{2core} и a_{2clad} – диаметры сердцевины и оболочки утоньшенной вставки; (б) изображение сварки подводного волокна с утоньшенной вставкой диаметром 44,5 мкм.

Для начала с помощью аналитической модели методом направляемых мод, численно реализованной на языке Fortran [7, 8], проведено моделирование параметров предложенного ИМЦ для поиска оптимальных степеней утоньшения волокна-вставки. Находились собственные (направляемые) моды используемых во-

локон, коэффициенты связи между модами, причем для вставки необходимо было искать еще и моды оболочки. В месте первой сварки энергия основной моды распределяется между основной модой, модами оболочки волокна-вставки и вытекающими модами (потерями). С помощью моделирования определены оптимальные длина волокна и степень утоньшения с точки зрения видности спектральной интерференционной картины.

На второй сварке, отстоящей от первой на расстоянии L (Рис. 1(а)), также происходит перераспределение энергии мод, но уже только в одну направляемую моду сердцевины.

Был изготовлен образец из волокна марки SMF-28e+ с помощью сварочного аппарата Fujikura LZM-100 [9] на основе CO_2 -лазера. Отрезок волокна с начальным диаметром оболочки 125 мкм утоньшался до диаметра 44,5 мкм (что соответствует $\text{TR} \approx 2,8$) и длины ≈ 50 мм. Далее производилась сварка вставки, как показано на Рис. 1(б). Полученный образец имел длину $L \approx 32$ мм.

Для параметров изготовленного образца был рассчитан спектр пропускания для $n_3=1$, а для экспериментального измерены спектры пропускания при двух окружающих средах: воздух и дистиллированная вода ($n_3=1,3164$) (Рис. 2(а)). Преобразование Фурье для этих спектров показано на Рис. 2(б), откуда видно хорошее совпадение эксперимента и расчета для основного порядка интерференции (число периодов 2,69 для экспериментального спектра и 2,72 для расчетного). Также видно, что основной порядок интерференции помещенного в воду образца ИМЦ существенно изменяется (до 2,47 периодов на диапазон). Таким образом, можно оценить чувствительность к показателю преломления среды в $-0,69 \text{ ЕПП}^{-1}$.

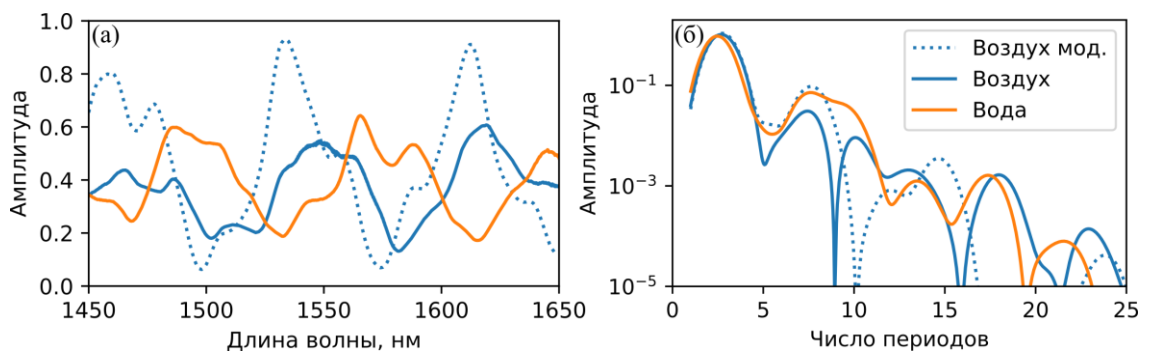


Рис. 2. (а) Расчетный спектр пропускания ИМЦ с $\text{TR}=2,8$ и $L=32$ мм (синий пунктир) спектры пропускания изготовленного образца: на воздухе (синяя сплошная) и в дистиллированной воде (оранжевая); (б) результат Фурье-преобразования соответствующих спектров.

Работа выполнена в рамках темы госзадания ИАиЭ СО РАН (№ гос. рег. АААА-А17-117062110026-3). Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Высокоразрешающая спектроскопия газов и конденсированных сред» ИАиЭ СО РАН.

Литература

- [1] O.V. Ivanov, *Opt. Fiber Technol.*, **55**, 102146 (2020).
- [2] S. Gao et al., *Sensors Actuators B Chem.*, **188**, 931–936 (2013).
- [3] M.S. Avila-Garcia et al., *Opt. Lasers Eng.*, **107**, 202–206 (2018).
- [4] X. Han et al., *Sensors*, **19**, 5440 (2019).
- [5] H.W. Fu et al., *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **27**, 658–660 (2015).
- [6] X. Yu et al., *IEEE Photonics J.*, **8**, 6801710 (2016).
- [7] О.В. Иванов, С.А. Никитов, Ю.В. Гуляев, *УФН*, **176**, 175–202 (2006).
- [8] В.С. Терентьев, В.А. Симонов, *Квантовая электроника*, **46**, 142–146 (2016).
- [9] В.А. Симонов, Б.Б. Ульзутуев, *ФОТОН-ЭКСПРЕСС*, 158, 316–317 (2019).

Гибридный источник наносекундных импульсов произвольной формы с энергией до 50 мДж

А.И. Трикшев*, В.А. Камынин, В.Б. Цветков,
В.В. Букин, Т.В. Долматов, Б.Д. Овчаренко

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

*E-mail: trikshevghi@gmail.com

DOI: 10.31868/RFL2020.175-176

Создание мощных лазерных источников наносекундных импульсов является перспективной задачей как в медицине, так и в промышленности [1]. Плавная регулировка формы импульса может позволить более тонко проводить необходимые технологические операции.

Для создания лазерных импульсов заданной формы с энергией в импульсе до 50 мДж использовалась следующая схема (рисунки 1, 2): задающий полупроводниковый лазерный диод с предусилением, связка акустооптического и электрооптического модуляторов, двухпроходный волоконный усилитель и твердотельный оконечный усилитель на Nd:YAG. Развязка каскадов осуществлялась волоконными изоляторами. Для контроля излучения в схему были включены волоконные делители 1/10.

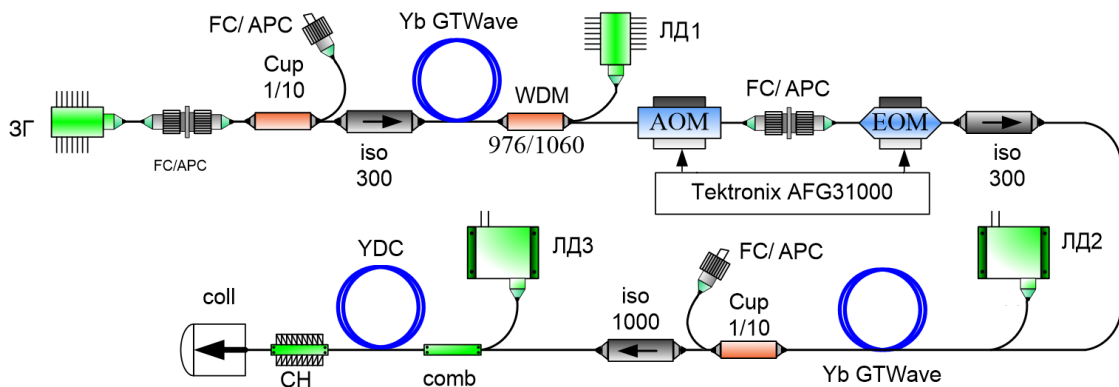


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. Волоконная часть.

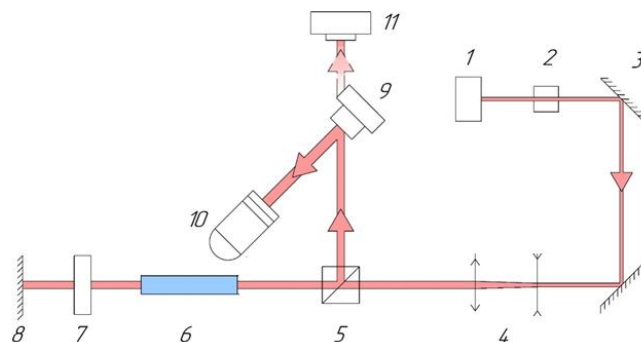


Рис. 2. Схема экспериментальной установки. Твердотельная часть.

1 – волоконный лазер; 2 – призма Глана; 3,8 –зеркало; 4 – 2х телескоп; 5 –поляризационный делитель; 6 – усилитель; 7 –пластинка $\lambda/4$; 9 – датчик пирозлектрический; 10 – фотодиод кремниевый; 11 – КМОП камера

В качестве задающего генератора (ЗГ) использовался полупроводниковый одночастотный лазерный диод с длиной волны 1064.15 нм и мощностью до 20 мВт с волоконным выходом и ВБР (волоконное брэгговское зеркало).

В качестве предварительного усилителя использовалось иттербиевое одномодовое волокно длиной 6 м и диаметром сердцевины 6 мкм ($NA=0.11$). Встречная накачка осуществлялась в сердцевину через волоконный мультиплексор (WDM 980/1064) одномодовым п/п лазерным диодом (ЛД1) с выходной мощностью до 1 Вт на длине волны 976 нм. После усиления было получено излучение мощностью около 400 мВт.

Импульсы заданного профиля формировались связкой акустооптического (АОМ) и электрооптического (ЕОМ) модуляторов. На АОМ подавался сигнал прямоугольной формы длительностью около 30 нс. На ЕОМ подавался сигнал требуемого профиля. Такой связкой (АОМ+ЕОМ) суммарно удалось добиться контраста сигнала на уровне лучше 50 дБ. Потери излучения при проходе такой связки составили 5 дБ. В качестве генератора сигналов использовался Tektronix AFG 31000 с частотой дискретизации 2Gs/s и полосой 250 МГц, что позволило формировать импульсы с разрешением в 4 нс.

Импульсы усиливались в иттербиевом GTWave волокне [2] длиной 9 м и диаметром сердцевины 6 мкм ($NA=0.11$). Накачка осуществлялась многомодовым полупроводниковым лазерным диодом (ЛД2) на длине волны 976 нм. При этом энергия импульсов на выходе составила около 0.5 мкДж.

В качестве окончательного усилителя применялось иттербиевое волокно с двойной оболочкой с диаметром сердцевины 6 мкм ($NA=0.11$). Попутная накачка осуществлялась с помощью волоконного комбайнера (comb) многомодовым п/п лазерным диодом на длине волны 976 нм (ЛД3). Непоглощенная накачка выводилась с помощью съемника непоглощенной накачки (СН). Основное излучение выводилось через сколотый под прямым углом торец и фокусировалось коллиматором (coll). После усиления была получена энергия импульсов до 3 мкДж. Осциллограмма профилированного импульса представлена на рис. 3.а.

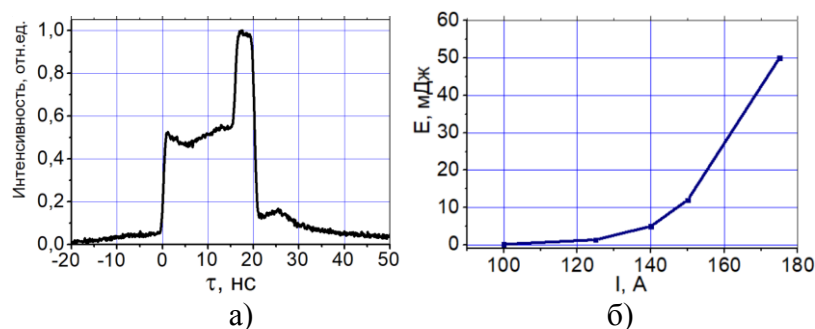


Рис. 3. а) Осциллограмма профилированного импульса, б) зависимость энергии прямоугольных импульсов от тока накачки квантрона.

В качестве окончательного усилителя применялся твердотельный усилитель на Nd:YAG (стержень диаметром 5 мм и длиной 10 см). Импульсная накачка осуществлялась п/п модулями накачки с максимальной мощностью 20 кВт (при токе накачки в 225 А). Длительность импульса накачки составляла 250 мкс. Усиление обрабатывалось на прямоугольных импульсах длительностью 20 нс. Максимальная энергия в импульсе после двух проходов усиления составила около 50 мДж (рис.3.б) при токе накачки в 175 А. При дальнейшем увеличении тока накачки усилитель переходил в режим генерации.

Литература

- [1] Meijer R. A., Stodolna A. S., et al, *Optics Letters*, 42(14), 2758-2761
 [2] Bufetov I.A., Bubnov M.M., et.al., *Quantum Electronics*, 35, 328 (2005).

Теоретический анализ периодического усиления сигнала в волоконных лазерах

О.В. Штырина*, И.А. Яруткина, А.С. Скидин, М.П. Федорук

Новосибирский государственный университет

*E-mail: olya.shtyrina@gmail.com

DOI: 10.31868/RFL2020.177-178

В волоконных лазерах с распределенным усилением высокая энергия выходных импульсов достигается за счет многократного усиления сигнала в результате его последовательного распространения по ячейкам активного волокна внутри резонатора [1]. Лазеры с применением техники разгрузки резонатора являются примером таких систем. Однако для достижения желаемой энергии и мощности импульса необходимо оптимизировать параметры лазера, а также конфигурацию резонатора [2]. Поскольку число свободных параметров лазера растет с ростом числа усилительных ячеек, оптимизация таких систем требует больших вычислительных ресурсов. В связи с этим разработка новых эффективных теоретических аппроксимаций позволяет предсказывать оптимальные значения некоторых параметров лазерных систем.

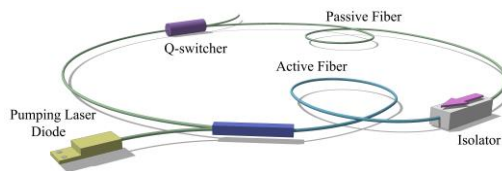


Рис. 1. Схема волоконного лазера с распределенным усилением.

Будем рассматривать резонатор с распределенным усилением как кольцевой резонатор с n обходами активного волокна в течение времени обхода резонатора T_R и с мультипликативными потерями (см. рис.1). В этом предположении динамика средней мощности зависит только от коэффициентов усиления G_i ($1 < G_i < \exp(g - \alpha)L_i$) и коэффициентов потерь R_i ($R_1 = \dots = R_{n-1} \neq R_n = R_{out} < 1$). Здесь i – число секций активного волокна, L_i – длина i -й секции активного волокна, α – линейные потери, g – коэффициент усиления малого сигнала. Тогда, общее усиление равно $G_{total} = \prod G_i = 1 / \prod R_i$. Для изучения динамики медленно меняющейся огибающей в волокне было использовано неконсервативное нелинейное уравнение Шредингера (см., например, [3]).

С целью нахождения распределения усиления вдоль лазерного резонатора будем использовать общий итерационный метод. Здесь набор коэффициентов $\{G_i^0 = (q)^i / R_{n-1}; q = R_{out}^{-\frac{n(n+1)}{2}}, 1 \leq i \leq n\}$. Верхний индекс для G^j и P^j соответствует номеру итерации. Таким образом, получаем следующий итерационный процесс:

$$\left\{ P_i(0)^j = P_{sat} \left(\frac{g}{\alpha} - 1 \right) \left(C - (G_i^j)^{\alpha/g} \right) / \left(G_i^j C - (G_i^j)^{\alpha/g} \right) \right\}:$$

$$\text{если } \left(P_i(0)^j G_i^j R_i < P_{i+1}(0)^j \right) \& \left(P_{i-1}(0)^j G_{i-1}^j R_{i-1} > P_i(0)^j \right) \Rightarrow G_i^j \text{ переоценено, } G_i^{j+1} = G_i^j / (1 + \varepsilon_1)$$

$$\text{если } \left(P_i(0)^j G_i^j R_i > P_{i+1}(0)^j \right) \& \left(P_{i-1}(0)^j G_{i-1}^j R_{i-1} < P_i(0)^j \right) \Rightarrow G_i^j \text{ недооценено, } G_i^{j+1} = G_i^j \times (1 + \varepsilon_1)$$

$$\text{иначе } \Rightarrow G_i^{j+1} = G_i^j; 1 \leq i \leq n.$$

Для данного итерационного процесса был использован следующий критерий сходимости: $\max_{1 \leq i \leq n} |P_i(0)^j G_i^j R_i - P_{i+1}(0)^j| / P_{i+1}(0)^j < \varepsilon_2$, где ε_1 и ε_2 принимают малые predetermined значения.

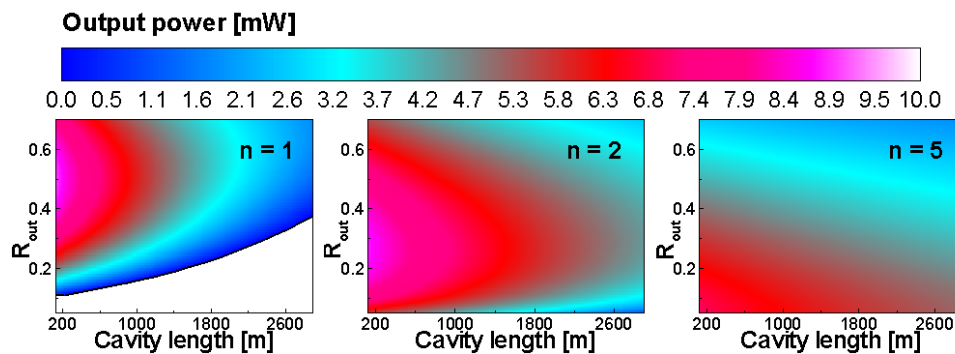


Рис. 2. Линии уровня выходной мощности в плоскости (длина резонатора, R_{out}) для различного числа секций активного волокна (n).

Будем рассматривать эффективность усиления как отношение полученной выходной энергии к мощности накачки, необходимой для ее достижения. В этих терминах использование техники разгрузки резонатора позволяет повысить эффективность усиления. Увеличение выходной энергии происходит за счет практически неограниченной возможности компенсировать потери на модуляторе добротности. В системах с распределенным усилением баланс между усилением и потерями достигается при значительно больших средних мощностях за счет отсутствия потерь на ответвителе в установившемся режиме при обходе по внутренней петле, что позволяет уменьшить величину общих потерь. Так, например, (см. рис. 2), при одинаковой частоте повторения в кольцевом волоконном лазере с длиной резонатора 2 км ($n=1$) и волоконном лазере на основе техники разгрузки резонатора с пятью периодическими волоконными секциями ($n=5$) по 400 м, выходная энергия во втором случае будет больше при меньших мощностях накачки и более широкой области устойчивой импульсной генерации.

Таким образом, системы с разгрузкой резонатора могут эффективно использоваться не только для активной синхронизации мод, но также для усиления сигнала. Достоинства таких систем связаны с их потенциальной возможностью компенсировать практически неограниченные потери на ответвителе, где уже при небольших значениях n выходная энергия зависит от потерь между двумя последними активными элементами. При этом увеличение числа обходов периодических секций приводит к синхронизации мод, но негативно сказывается на выходной мощности сигнала.

Работа была выполнена при поддержке проекта РФФ №20-11-20040.

Литература

- [1] A. Ivanenko, S. Kobtsev, et al. *Opt. Express* **24**, 6650-6655 (2016)
- [2] O. V. Shtyrina, I.A. Yarutkina, et al. *IEEE Photonics J.* **7**, 1-7 (2015)
- [3] B.G. Bale, O.G. Okhotnikov, S.K. Turitsyn, "Modeling and Technologies of Ultrafast Fiber Lasers," in *Fiber Lasers* (Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH Co., 2012)

Теоретический анализ качества передачи сигнала в волоконно-оптических линиях связи

А.С. Скидин*, О.С. Сидельников, М.П. Федорук

Новосибирский государственный университет

*E-mail: ask@skidin.org

DOI: 10.31868/RFL2020.179-180

В современных волоконно-оптических линиях связи (ВОЛС) с целью преодоления ограничений, накладываемых нелинейностью в волокне, используется множество специализированных методов обработки сигнала [1], таких как обратное распространение, адаптивная модуляция, машинное обучение. Оптимизация данных техник требует простых методов оценки качества выходного сигнала. В ходе исследования нами был предложен метод оценки качества нелинейной ВОЛС с использованием только начального сигнала. Для верификации результатов был использован сигнал на основе 16-QAM-OFDM с 1024 подканалами.

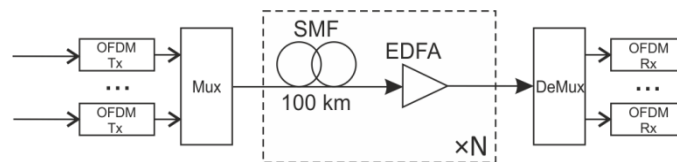


Рис. 1. Схема передачи сигнала.

Передача сигнала по волокну в схеме 1 описывается широко известным нелинейным уравнением Шредингера:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A - i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i \gamma |A|^2 A. \quad (1)$$

Здесь $A(z, t)$ – медленно меняющаяся огибающая сигнала, потери в волокне $\alpha=0.2$ дБ/км, хроматическая дисперсия $\beta_2=25$ пс²/км, коэффициент нелинейности $\gamma=1.4$ 1/Вт·км. Введем следующие обозначения: $x = z \cdot \alpha/2$, $\tau = t \sqrt{\alpha/\beta_2}$, $u(x, \tau) = A(z, t) \cdot \alpha/2$. Тогда можно преобразовать уравнение (1) в следующую форму:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -u - i \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + i |u|^2 u K, \quad (2)$$

где $K = 8\gamma/\alpha^3$. Если $u(x, \tau) = \sqrt{p(x, \tau)} \cdot \exp(i\rho(x, \tau))$, можно записать следующие уравнения на эволюцию фазы и мощности:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -2p + 2 \frac{\partial}{\partial \tau} \left(p \cdot \frac{\partial \rho}{\partial \tau} \right), \quad \frac{\partial \rho}{\partial x} = \frac{1}{4p^2} \left(\frac{\partial p}{\partial \tau} \right)^2 - \frac{1}{2p} \frac{\partial^2 p}{\partial \tau^2} + \left(\frac{\partial \rho}{\partial \tau} \right)^2 + pK \quad (3)$$

Рассмотрим начальную функцию $u(x=0; t)$. Будем предполагать, что $u(x=0; t)$ соответствует OFDM-сигналу с M подканалами (M принимает значения порядка нескольких сотен). Также будем предполагать, что мощность сигнала достаточно велика, чтобы передача сигнала была нелинейной. При этих допущениях рассмотрим мгновенные значения члена $\frac{\partial}{\partial \tau} \left(p(x=0, \tau) \cdot \frac{\partial \rho(x=0, \tau)}{\partial \tau} \right)$ как случайную переменную ξ .

Из системы (3) можно видеть, что эволюция мощности сигнала ($\partial p / \partial x$) зависит от стандартных потерь сигнала (детерминированная часть) и от x (стохастическая часть). С целью улучшения качества сигнала необходимо

минимизировать влияние на сигнал члена $\xi = \frac{\partial}{\partial \tau} \left(p \cdot \frac{\partial \rho}{\partial \tau} \right)$. С точки зрения статистики можно показать, что, если число OFDM-подканалов в начальном сигнале большое, то $E[\partial^n \rho / \partial \tau^n] = 0$ для любого $n > 0$ ($E[x]$ – математическое ожидание случайной величины x). Тогда $E[\xi] = 0$. Обозначим за $\sigma_\xi = \sqrt{E[\xi^2]}$ среднеквадратичное отклонение ξ . Можно видеть, что σ_ξ пропорционально мощности сигнала. Также σ_ξ зависит от пиков мощности, поскольку в пиковых точках производные сигнала велики. При оптимизации передачи сигнала (например, при адаптивной модуляции 256-QAM и 1024-QAM сигналов) σ_ξ можно рассматривать как индикатор, способный усовершенствовать процесс оптимизации: достаточно только построить начальные сигналы и сравнить их по величине σ_ξ с целью определения, какой из них имеет минимальную σ_ξ .

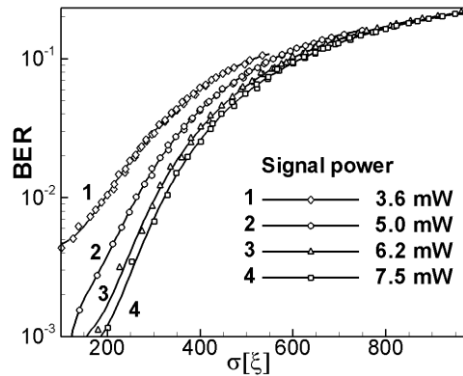


Рис. 2. Зависимость BER от среднеквадратичского отклонения ξ .

Были проведены численные расчеты передачи 16-QAM-OFDM сигнала с 1024 подканалами по линии, состоящей из 10 периодических секций (рис. 1) длиной 100 км каждая. На рис. 2 показана зависимость частоты битовых ошибок после 1000 км от σ_ξ для различных начальных сигналов. Можно легко заметить, что BER растет экспоненциально с ростом σ_ξ . Для оптимизации свойств ВОЛС при помощи адаптивной модуляции [3] и предложенного в ходе данного исследования метода достаточно получить начальный сигнал при помощи одного из методов адаптивной модуляции, а затем оценить $\sqrt{E[\xi^2]}$ для наборов вероятностей, дающих желаемую избыточность выходного кода, и выбрать набор с наименьшим $\sqrt{E[\xi^2]}$.

Работа Скидина А.С. (теоретический анализ) была выполнена при поддержке проекта РФФИ №18-31-20027. Работа Сидельникова О.С. была поддержана государственным заданием на проведение фундаментальных исследований №FSUS-2020-0034.

Литература

- [1] J.C.Cartledge, F.P.Guioimar, et al. *Opt. Express* **25**, 1916–1936 (2017).
- [2] A. Skidin, O. S. Sidelnikov, et al. *Opt. Express* **24**, 30296–30308 (2016).
- [3] J.Cho, P.J. Winzer, *J. Lightwave Technol.* **37**, 1590–1607 (2019).

Применение принципов ММО для обнаружения неотражающих событий на рефлектограммах оптических волокон кабельных линий

Е.С. Зайцева^{1,*}, А.В. Бурдин^{1,2,3}, В.А. Бурдин¹

¹Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики

²АО "Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова"

³ООО «ЛинкИн Тех»

*E-mail: zaytzewa@inbox.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.181-182

Одной из проблем, с которой сталкиваются при обработке характеристик обратного Релеевского рассеяния оптических волокон участков кабельных линий, является обнаружение неотражающих событий – сварных соединений, нерегулярностей связанных с изгибами оптического кабеля и т.п. [1 - 6]. Задача поиска таких событий на рефлектограммах возникает при восстановлении документации линий, введенных в эксплуатацию, для обнаружения несанкционированного доступа, изгибов волокон в кабеле с недопустимо малым радиусом. Известен ряд способов обнаружения и локализации неотражающих нерегулярностей оптических волокон в кабеле [1-2, 7-14]. В частности, рассматривается применение для этих целей методов вейвлет-анализа [7, 12-13]. Применение указанных методов, с одной стороны, требует использования специального оборудования, а с другой стороны, их возможности, как, впрочем, и всех методов обработки сигналов, ограничены некоторыми пороговыми значениями отношения сигнал/помеха. В системах радиолокации удается существенно повысить вероятность и точность обнаружения целей при значительном снижении отношения сигнал/помеха за счет применения технологии ММО (Multiple Input, Multiple Output) [15-17]. Данная технология предусматривает передачу пространственно-разнесенных зондирующих сигналов, прием эхо-сигналов и совместную обработку принятых сигналов. В [14] предложен вариант применения технологии ММО для обнаружения и локализации неотражающих событий в оптических волокнах кабельной линии на элементарном кабельном участке.

События, отображающиеся на рефлектограммах оптических волокон в одном месте кабельной линии – сварные соединения в муфте, дополнительные потери в месте изгиба кабеля и т.п., - носят одинаковый характер, отличаясь только по степени изменения характеристики обратного рассеяния волокна. Это позволяет предположить, что совместная обработка характеристик обратного рассеяния группы оптических волокон кабельной линии позволит увеличить вероятность обнаружения на них неотражающих событий. В связи с этим и возникает вопрос об эффективности использования технологии ММО для поиска и определения местоположения на рефлектограммах группы оптических волокон кабельной линии муфты оптического кабеля.

Литература

- [1] Anderson D.R., Johnson L., Bell F.G. Troubleshooting optical-fiber networks. Understanding and using your optical time-domain reflectometer// Elsevier, London, 437 (2004)
- [2] Листвин А.В., Листвин В.Н. Рефлектометрия оптических волокон // ЛЕСАРпт, Москва, 150 (2005)
- [3] Understanding OTDRs// *Anritsu, Issue 1*, 56 (2011)

- [4] Peters J. Measurements in New Optical Cables. Pre-Construction and Post-Construction Measurements// Sterlite Technologies, Application Notes, (2012)
- [5] Баяндин Д.В., Бочкова С.Д., *Международный студенческий научный вестник* **5**, (2018).
- [6] Евченко Е.В., *Научно-практический электронный журнал Аллея Науки* **8(24)**, 1-13 (2018)
- [7] Манонина И.В., *T-Comm*, **10**, 61-66 (2013)
- [8] Lee, W., Myong, S. I., et al, *Optics Express* **22(1)**, 325(2014)
- [9] Sen, M., Moeyaert, V., et al, *Optics Express* **22(8)**, (2014)
- [10] Шубин В. В. Патент RU 2506701 C1, БИ №4, 9 (2014)
- [11] Amaral G. C., Baldvieso A., et al, *Journal of Lightwave Technology* **35(10)**, 2025 (2017)
- [12] Руднев Г.С., Шпилевой А.А., и др. *Вестник Балтийского федерального университета им. И. Канта. Сер.: Физико-математические и технические науки* **2**, 72—80 (2018)
- [13] Бурдин А.В., Бурдин В.А., и др. *II Всероссийская конференция «Оптическая рефлектометрия – 2018». Сборник тезисов докладов*, 55-57 (2018)
- [14] Бурдин А. В., Дельмухаметов О. Р., и др. Патент RU 2698962C2, БИ №25, 25 (2019)
- [15] Li J., Stoica P. MIMO Radar Signal Processing// *Wiley-IEEE Press*, 448 (2009)
- [16] Черняк В.С., *Успехи современной радиоэлектроники* **2**, 5-20 (2011)
- [17] Жуков М.Н., Татарский Б. Г., *Информационно-измерительные и управляющие системы* **9(1)**, 36-45 (2011)
- [18] Fernández M.P., Rossini L.A.B., et al, *Optics Express* **26(21)**, 27127-27140 (2018).

Управление длительностью суб-импульсной структуры двухмасштабных импульсов

А.В. Иваненко^{1,*}, Б.Н. Ньюшков^{1,2}, С.В. Смирнов¹, Д.Б. Луценко¹,
М.Г. Дятлов¹, С.М. Кобцев¹

¹Новосибирский государственный университет

²Новосибирский государственный технический университет

*E-mail: ivanenko.aleksey@gmail.com

DOI: 10.31868/RFL2020.183-184

Шумоподобные импульсные кластеры генерируются во многих волоконных лазерах с синхронизацией мод, особенно в волоконных лазерах со сравнительно длинными резонаторами [1–3]. Интерес к таким кластерным фемтосекундным или пикосекундным импульсам (иногда называемым двухмасштабными импульсами) обусловлен тем, что они могут обеспечить рекордно высокие энергии и средние значения мощность излучения непосредственно от волоконных задающих генераторов [4–5] без дополнительного усиления, а также относительно высокую эффективность нелинейно-оптических преобразований [6–8]. Однако управление параметрами таких импульсов – формой и длительностью огибающей, характеристиками суб-импульсного заполнения – является непростой задачей из-за нетривиальной стохастической структуры внутриимпульсного электромагнитного поля. Ранее в работах [9, 10] была продемонстрирована возможность управления степенью когерентности таких волновых импульсных кластеров и влиянию степени когерентности на эффективность нелинейно-оптических преобразований.

В данной работе впервые представлены результаты исследования влияния ширины внутрирезонаторного спектрального фильтра на структуру двухмасштабных импульсов. Показано, что в лазере с активной синхронизацией мод увеличение ширины спектрального фильтра уменьшает длительность субструктур двухмасштабных импульсов, не изменяя при этом длительности огибающей импульсного цуга. Впервые продемонстрировано управление средней длительностью субимпульса (от 1,4 пс до 170 фс) с помощью спектральной селекции.

Влияние спектрального фильтра исследовалось в сверхдлинном кольцевой полностью волоконном лазере с активной синхронизацией мод за счёт синхронной накачки с частотой равной частоте обхода резонатора. Схема волоконного лазера представлена на рисунке 1.

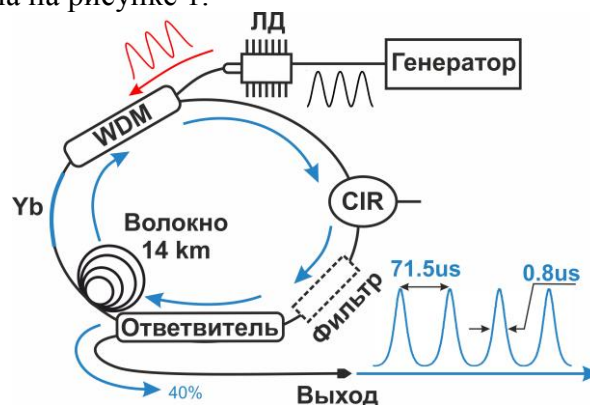


Рис. 1. Схема волоконного лазера. ЛД – лазерные диоды накачки, WDM – волоконный мультиплексор для объединения длин волн накачки и излучения генерации, Yb – активное волокно, легированное ионами иттербия.

При настройке частоты модуляции лазерного диода накачки на фундаментальную частоту обхода резонатора лазер генерировал импульсы с длительностью огибающей 800 нс.

В лазере была предусмотрена возможность смены оптических фильтров. Влияние спектральной фильтрации оценивалось по длительности центрального пика автокорреляционной функции (АКФ) импульсов, которая соответствует средней длительности суб-импульсов. Пик в центре АКФ обусловлен биением (наложением не связанных или слабо связанных по фазе) различных спектральных компонент, вышедших в генерацию и формирующих стохастическое суб-импульсное заполнение [11]. Таким образом, длительность этого пика обратно пропорциональна ширине генерируемого спектра, и спектральная фильтрация приводит к сужению спектра и увеличению длительности суб-импульсов.

В зависимости от ширины используемого фильтра или его отсутствия длительность АКФ суб-импульсов варьировалась от 1,4 пс до 170 фс (рис. 2). При этом длительность огибающей импульсных цугов оставалась всегда 800 нс.

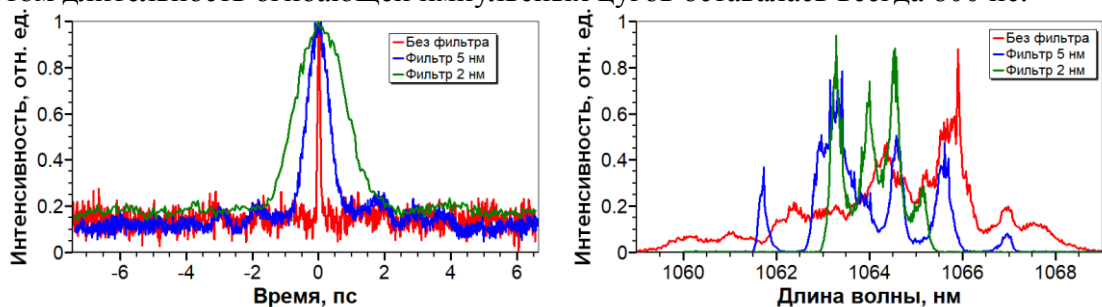


Рис. 2. Центральные части автокорреляционных функций и совмещенные оптические спектры двухмасштабных импульсов, полученные при разной полосе пропускания внутрирезонаторных фильтров (центральная длина волны спектра импульсов без фильтрации составляет 1030 нм).

Полученные результаты хорошо согласуются с моделью, изложенной в [11]. При увеличении ширины фильтра в 2.5 раза (с 2 нм до 5 нм) в соответствии с этой моделью должно происходить уменьшение характерного времени осцилляций (длительности суб-импульсов) в 2.5 раза – с 1.7 пс до 680 фс. В эксперименте было получено 700 фс. Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретическими представлениями.

Данный метод открывает новые перспективы по управлению двухмасштабными импульсами и их применения в различных областях науки и техники.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (18-32-20021) и Министерства образования и науки РФ (FSUS-2020-0036).

Литература

- [1] Smirnov S., et al., *Optics express* **20.24**, 27447-27453 (2012).
- [2] Kobtsev S., et al., *Optics Express* **17.23**, 20707-20713 (2009).
- [3] Pan, Ci-Ling, et al, *InTech*, 2016.
- [4] Ivanenko A. et al., *Optics express* **24.6**, 6650-6655 (2016).
- [5] Fedotov, Y. S., et al., *Optics express* **22.25**, 31379-31386 (2014).
- [6] Smirnov S. et al., *Optics Express* **22.1**, 1058-1064 (2014).
- [7] Kobtsev S, et al., *Optics express* **22.17**, 20770-20775 (2014).
- [8] Xia H., et al., *Applied optics* **54.32**, 9379-9384 (2015).
- [9] S. Kobtsev , et al., *Laser Phys. Lett.*, **v. 15, No. 4**, 045102 (2018).
- [10] S. Kobtsev, et al., *Proc. SPIE*, **v. 10902**, 109021F (2019).
- [11] S. Kobtsev, et al., Chapter 4 in book "Fiber Laser" (ed. M.C.Paul), p. 69-88, InTech, 2016, ISBN: 978-953-51-4615-5.

Исследование температурного влияния на режим синхронизации мод волоконного резонатора методом дисперсионного Фурье преобразования

К.В. Серебренников*, И.В. Петенев, А.Ю. Кохановский

Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск

**E-mail: kospi198@gmail.com*

DOI: 10.31868/RFL2020.185-186

Волоконные лазеры с синхронизацией мод резонатора на эффекте нелинейного вращения поляризации (НВП) широко распространены в научных лабораториях в качестве источников сверхкоротких импульсов [1]. Относительно простая реализация волоконного лазерного резонатора позволяет получить источник оптических импульсов длительностью фемтосекундного диапазона. К сожалению, стабильность импульсного излучения НВП-лазеров сильно подвержена влиянию окружающей среды, что ограничивает их применение вне научных лабораторий.

Новая волна интереса к НВП-лазерам со стороны научного сообщества связана с развитием алгоритмов машинного обучения, которые позволяют эффективно управлять элементами лазерного резонатора для стабилизации и оптимизации параметров импульсного излучения [2]. Ключевым элементом лазерной системы под управлением алгоритма машинного обучения является система обратной связи, которая определяет результат воздействия элементов управления на параметры оптических импульсов.

Для измерения стабильности работы волоконного лазера, как правило, используют приборы, усредняющие параметры выходных импульсов, что приводит к потере информации межимпульсных флуктуаций. Возможность измерения флуктуаций параметров от импульса к импульсу позволит начать разработку адаптивных лазерных систем с повышенным уровнем стабильности. Наиболее привлекательной методикой для решения поставленной задачи является дисперсионное Фурье преобразование (ДФП) оптических импульсов, которое позволяет измерять оптический спектр отдельного импульса [3].

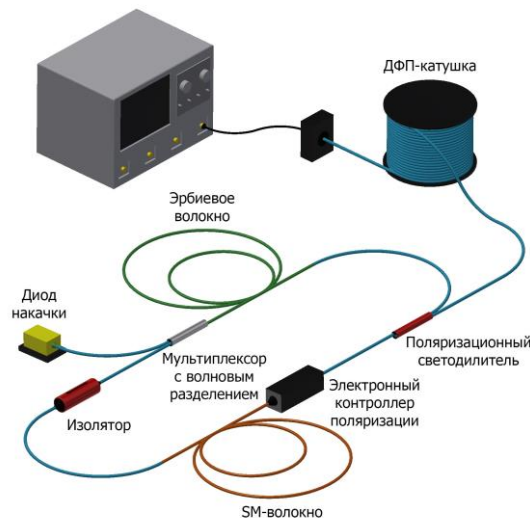


Рис. 1. Схема экспериментальной системы

В данной работе исследовался волоконный лазер (Рисунок 1). В качестве активной среды использовалась легированное Er волокно (80 см). Накачка осуществляется лазерным диодом на длине волны 980 нм через WDM. Лазер располагается на терморегулирующей пластине, управляемой ПИД-регулятором. Для генерации режимов использовался метод НВП.

Волоконный лазерный резонатор был помещен на нагревательную плиту, которая обеспечивала управление температурой лазерного резонатора. В режиме стабильной импульсной генерации при температуре 30 °С были последовательно измерены ДФП - спектры оптических импульсов при повышении температуры резонатора до 41 °С. На (Рисунок 2) представлены основные импульсные режимы лазера, которые устанавливались при нагревании.

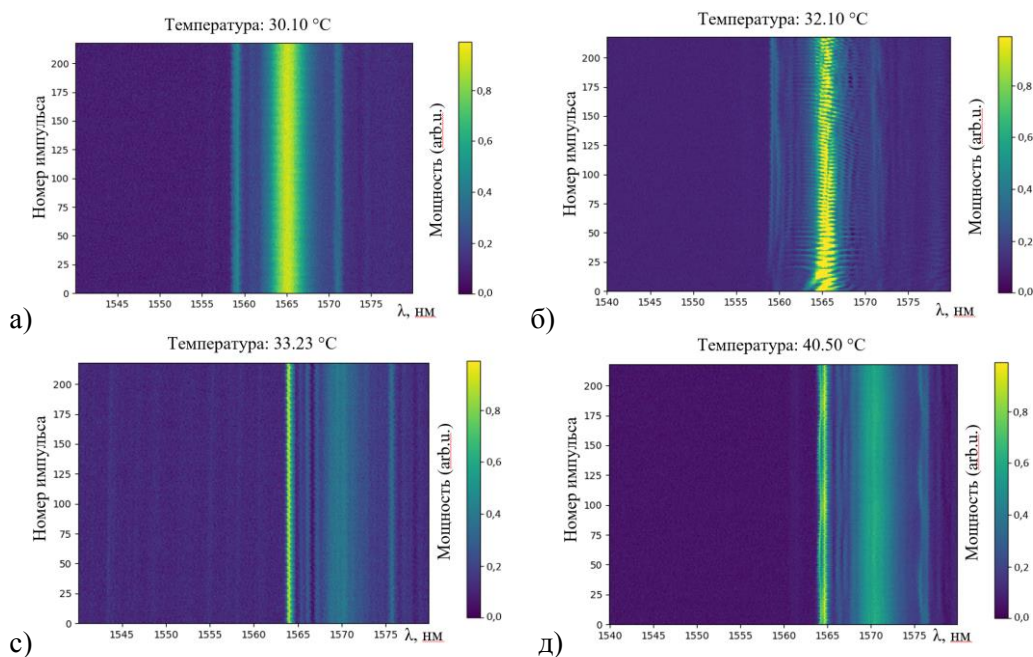


Рис. 2. ДФП-спектры импульсов в зависимости от температуры лазерного резонатора.

Для определения степени флуктуации оптического спектра вычислялось стандартное отклонение ошибки между разностью оптического спектра i -го и 1-го импульса. Наименьшее стандартное отклонение у импульсного режима при 30.10 °С – $30e-3$, наибольшее у импульсной генерации при температуре 40.50 °С – $112e-3$ (Рисунок 2 а) и д)). Помимо флуктуаций оптического спектра, ДФП методика позволяет определить флуктуацию энергии от импульса к импульсу. При нагревании резонатора энергия импульсов изменялась в диапазоне 1.2 – 2.6 пДж, разброс энергий импульсов составлял от 0.1 – 0.4 пДж.

Полученные результаты показывают, что методика измерения дисперсионного Фурье-преобразования оптических импульсов позволяет определить межимпульсную флуктуацию энергии и оптического спектра при температурных изменениях лазерного резонатора.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № (17-72-30006)).

Литература

- [1] G.P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, 4th ed. Academic press, 2007, 539 с.
- [2] U.Andral, et al, *JOSA B*, 33(5), 825 – 833 (2016)
- [3] K.Goda, et al, *Nat. Photonics*, 7, 102 - 112 (2013)

Аналитическая модель генерации волоконного лазера в режиме одночастотного самосканирования

И.А. Лобач*, С.И. Каблуков, Е.В. Подвиллов

Институт автоматки и электрометрии СО РАН

**E-mail: lobach@iae.nsk.su*

DOI: 10.31868/RFL2020.187-188

Перестраиваемые лазеры широко применяется в различных областях науки и техники. В большинстве случаев перестройка оптической частоты осуществляется внешним образом с помощью спектральных элементов и драйверов, что существенно усложняет конструкцию лазера. На заре лазерной физики в рубиновом лазере в режиме свободной генерации было обнаружено, самоиндуцированное сканирование (для простоты, самосканирование) оптической частоты генерации без применения специальных перестраиваемых селекторов [1]. Позднее такое поведение лазера было исследовано более подробно и дано качественное объяснение, основанное на пространственном выжигании дыр в усилении вдоль активной среды [2]. Стоячая мода излучения выедать инверсную населенность в местах максимальной интенсивности (пучности), что приводит к ее последующему подавлению старой и появлению генерации новой продольной моды. Подобное поведение лазерной генерации наблюдалось в других типах лазерах с зеркалами с обращением волнового фронта [3]. Для объяснения самосканирования частоты было предложено ряд моделей, которые учитывали особенности свойства материалов используемых зеркал. В частности, было показано [3], что в случае кристалла титаната бария за счет лазерного излучения в нем формируется динамическая решетка показателя преломления. При этом за счет дисперсионных свойств материала зеркала наблюдается отличие длины волны генерации и резонансной длины волны отражения сформированной решетки, что приводит к самосканированию длины волны. Однако скорость сканирования в описанных лазерах была слишком низкой, а временная динамика длины волны имела сложный нелинейный характер, поэтому данное направление не получило дальнейшего развития.

Новый виток развития лазеров с самосканированием частоты произошел, когда эффект был получен в волоконном лазере [4-5]. При этом диапазон сканирования длины волны мог достигать более 16 нм в области 1.06 мкм. В работе [5] впервые было показано, что динамика лазерной частоты напрямую связана с динамикой интенсивности лазера – оптическая частота генерации меняется скачкообразно от импульса к импульсу на величину кратную частоте межмодовых биевий резонатора. На основе модели с учетом эффекта спектрального выжигания дыр в коэффициенте усиления (решетки коэффициента усиления) получены качественные оценки на изменения лазерной частоты от импульса к импульсу. Надо отметить, что подобная спектральная динамика наблюдается и в обычных волоконных лазерах на пороге генерации (например, [6]). Следующим этапом развития стало получение одночастотного самосканирования, когда каждый импульс состоит из одной продольной моды с частотным чирпом ~ 1 МГц [7]. Эти результаты позволили предположить, что помимо решеток усиления важную роль в процессе лазерной генерации играют решетки показателя преломления. При этом амплитуды этих решеток определяются амплитудой продольной модуляции инверсной населенности. Таким образом, можно говорить о формировании ком-

плексной динамической решётки. В этой же работе без вывода было представлено выражение для инкремента роста некоторой моды в присутствии двух решеток (амплитудной и фазовой), записанных ранее генерировавшей модой лазерного излучения. В работе [8] было проведено математическое моделирование для расчета коэффициента отражения сформированных решеток. Оценки показали, что коэффициент отражения решеток может достигать десятков процентов. Однако эксперименты показали [9], что коэффициент отражения таких решеток не такой большой, как предсказывает моделирование и составляет порядка долей процентов. Также в работе [9] получена спектральная форма отражения комплексной динамической решетки, которая хорошо описывается полученными теоретическими выражениями.

Несмотря на практическую ценность подобных перестраиваемых источников, на данный момент времени нет единой модели для описания работы этих лазеров. Полученные в ходе математического моделирования результаты согласуются с экспериментами, но не позволяют анализировать влияние того или иного вклада на режим самосканирования. Настоящая работа посвящена разработке аналитической модели волоконного лазера с самосканированием частоты с линейным резонатором Фабри-Перо, которая учитывает вклад, как динамических решеток усиления, так и показателя преломления.

Модель основана на взаимодействии двух встречных волн одной продольной моды, описываемом уравнениями связанных волн, с учетом динамических решеток, сформированных излучением вышедших ранее в генерацию мод. Основной упор в модели сделан на описании генерации в случае одночастотного сканирования частоты, который экспериментально исследован наиболее подробно. Одним из результатов работы стали аналитические выражения, описывающие параметры генерации в этом случае. В частности, получено, что временная форма импульса имеет вид:

$$I(t) = \frac{A}{\cosh^2(t/\tau_p)},$$

где A – амплитуда импульса, τ_p - характерный масштаб импульса. В этом случае частотный чирп импульса имеет вид:

$$\delta\nu(t) = \frac{-\kappa}{2\pi n_0 \tau_p} \tanh(t/\tau_p),$$

где κ - коэффициент отношения между фазовой и амплитудной решетками, n_0 - показатель преломления волокна. Более подробное описание самой модели и полученных результатов будет представлено в докладе.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-12-00243)

Литература

- [1] T. P. Hughes, and K. M. Young, *Nature* 196, 332-334 (1962).
- [2] V. V. Antsiferov, V. S. Pivtsov, et al, *Sov. J. Quant. Electron.* 3, 211–215 (1973).
- [3] M. Lobel, P.M. Petersen, et al, *J. Opt. Soc. Am. B.* 16 219 – 226.
- [4] P. Peterka, J. Maria, et al, *Laser Physics Letters* 6, 732-736 (2009).
- [5] Lobach I.A., Kablukov.S.I., et al, *Optics Express*, 19, 17632-17640 (2011)
- [6] S. I. Kablukov, E. A. Zlobina, et al, *Opt. Lett.* 37, 2508-2510 (2012)
- [7] Lobach I.A., Kablukov.S.I., et al, *Laser Physics Letters*, 11, 045103 (2014)
- [8] Peterka P., Honzátko P., et al, *Optics Express*, 24, 16222 (2016)
- [9] R. V. Drobyshev, I. A. Lobach, et al, *Opt. Express* 27, 21335-21346 (2019)

Дальномер на основе иттербиевого волоконного лазера с самосканированием длины волны

А.М. Воликова*, Н.Н. Смолянинов, И.А. Лобач, С.И. Каблуков

Институт автоматизи и электрометрии СО РАН

*E-mail: anastasiya-volikova@yandex.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.189-190

Лазерные дальномеры находят свое применение как для военных, так и для гражданских целей. По технике измерений различают геометрический и рефлектометрический методы. В первом методе источник и детектор разнесены друг относительно друга на определенное расстояние, а по измеренным углам можно вычислить расстояние до цели. Во втором – регистрируется время задержки между испущенным и пришедшим на фотодетектор сигналами. Последний метод также разделяют на импульсный и фазовый подходы [1]. Импульсный дальномер работают по принципу регистрации эха. В случае фазового дальномера интенсивность зондирующего излучения модулируется по гармоническому закону. Интенсивность, отраженного от объекта, излучения приобретает сдвиг фазы относительно зондирующего сигнала, которая пропорциональна временной задержке. Также известны подходы в дальнометрии с использованием лазеров со сканированием частоты. В этом случае отраженное от объекта излучение было сгенерировано в более ранний период и поэтому имеет другую частоту в сравнении с непрерывно перестраиваемым лазером. Частота биений двух сигналов пропорциональна скорости сканирования и времени задержки при прохождении света до объекта и обратно. Для этого подхода требуется относительно небольшой диапазон сканирования лазера (может составлять несколько ГГц), так как разность частот измеряется с помощью обычного фотодетектора.

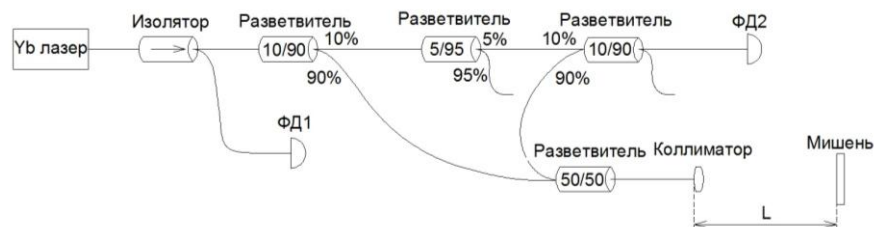


Рис. 1. Оптическая схема дальномера на основе иттербиевого волоконного лазера с самосканированием длины волны.

Лазеры с самосканированием длины волны представляют один из видов перестраиваемых лазеров, в которых процесс перестройки происходит спонтанно за счет внутренних процессов без использования специальных управляемых извне селективных элементов. В иттербиевых волоконных лазерах ширина области самосканирования может превышать 20 нм. Мы предлагаем использовать такой лазер для измерения абсолютного расстояния до удаленной мишени с помощью интерферометра Маха-Цендера. Лазер генерирует импульсное узкополосное излучение [2]. В каждом импульсе генерируется одна продольная мода. С каждым новым импульсом частота уменьшается строго на одно межмодовое расстояние. Оптическая схема предлагаемого дальномера приведена на Рис. 1. На выходе лазера установлен изолятор с дополнительным контрольным портом для нормировки мощности. Расстояние измерялось с помощью интерферометра Маха-Цендера. Интерферометр состоял из двух разветвителей 10/90. В опорное плечо вставлен дополнительный разветвитель 5/95 для уменьшения мощности, а в измерительное

плечо - разветвитель 50/50, который выполняет функцию циркулятора. Луч на выходе из волокна коллимировался отражательным коллиматором, рассеивался на мишени и собирался коллиматором обратно в волокно интерферометра. Для устранения флуктуаций в измеряемой интерферограмме производилась нормировка выходного интерференционного сигнала с фотодетектора ФД2 поимпульсным делением на входной опорный (с ФД1). Частота осцилляций интерферограммы пропорциональна разности плеч в интерферометре. Для получения рефлектограммы к интерферограмме применяли быстрое преобразование Фурье.

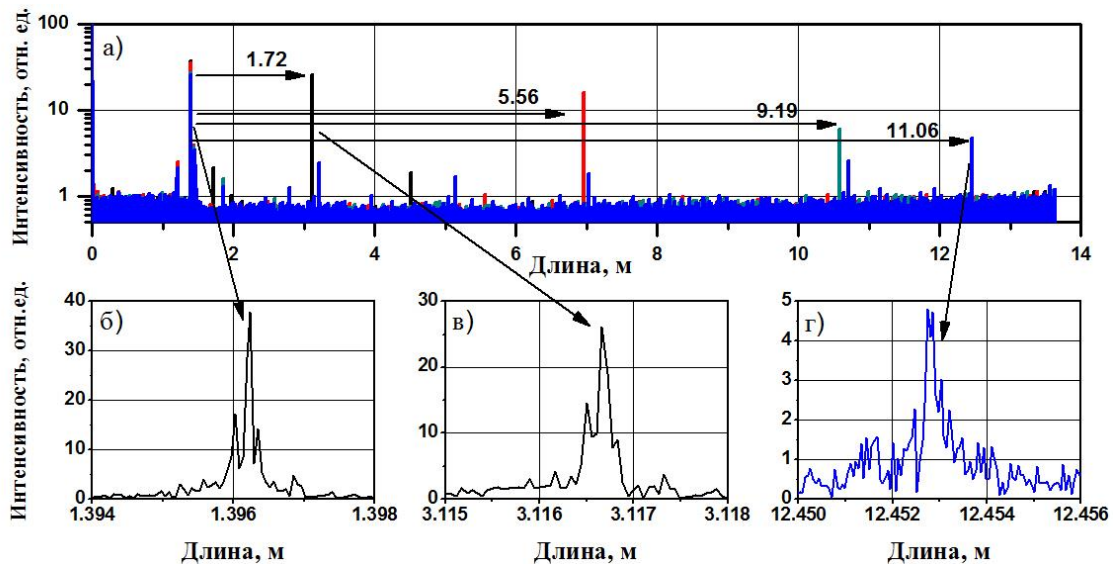


Рис. 2. а) Серия рефлектограмм для расстояний до мишени 1.72, 5.56, 9.19 и 11.06 м, б) отражение от FC/APC коннектора, в, г) пики рассеяния от мишени, соответствующие расстояниям 1.72 и 11.06 м соответственно. На рисунке приведена оптическая длина. Геометрическая длина волокна на рефлектограмме в показатель преломления раз меньше (0.97 м).

На Рис.2а представлены примеры рефлектограмм при разных расстояниях до мишени. В эксперименте мишенью служила подвижка со шлифованной чернёной алюминиевой поверхностью. Максимальная длина, для которой можно определить расстояние до мишени, определялась межмодовой частотой лазера и составила примерно 13.6 метра. Первый пик на расстоянии 1.4 м соответствует отражению от FC/APC коннектора, вставленный в коллиматор. Расстояния от коннектора до мишени указаны рядом со стрелками на Рис. 2а. Для увеличения расстояния до мишени использовали дополнительные поворотные зеркала (не показаны на рисунке). Можно заметить, что с увеличением расстояния от коннектора до мишени наблюдается уменьшение амплитуды пика рассеяния и увеличение его ширины от 0.16 мм до 0.4 мм на расстоянии 1.72 и 11.06 м соответственно. Такое поведение, вероятно, связано с дрожанием оптических элементов и неоднородностью рассеивающей поверхности. Нами экспериментально продемонстрирована возможность измерения расстояний до ~11 м с точностью ~0.5 мм. Более подробное описание схемы дальнометра и полученных результатов будут представлены в докладе.

Исследование выполнено в рамках гранта Российского научного фонда (проект № 18-12-00243).

Литература

- [1] Л.А. Аснис, В.П. Васильев и др. Лазерная дальнометрия.- М.: Радио и связь, 1995.- 256.
- [2] I.A. Lobach, S.I. Kablukov et al, *Laser Phys. Lett.* **11**, 045103 (2014).

Режимы самосканирования в тулиевом волоконном самосканирующем лазере

А.Е. Бударных*, И.А. Лобач, С.И. Каблуков

Институт автоматизации и электрометрии СО РАН

*E-mail: buar.work@gmail.com

DOI: 10.31868/RFL2020.191-192

Исследование лазеров с эффектом самоиндуцированного сканирования (для простоты, самосканирования) длины волны является одним из бурно развивающихся направлений в волоконной оптике [1]. Благодаря простоте схемы, самосканирующие лазеры способны составить серьезную конкуренцию традиционным перестраиваемым лазерам на основе перестраиваемых элементов, таких как дифракционные решетки или призмы. В недавних работах был продемонстрирован самосканирующий тулиевый волоконный лазер с генерацией в области 1.9 мкм [2-3]. Отличительной особенностью такого лазера стала разнообразная спектральная динамика: было получено прямое и обратное сканирование (периодическое увеличение и уменьшение длины волны, соответственно) и режим с остановкой сканирования [3]. При этом смена между режимами осуществлялась подстройкой мощности лазера накачки. Хотя смешанные режимы достигались и раньше, подобное сочетание режимов было обнаружено только в тулиевом самосканирующем лазере. Одним из возможных механизмов такого поведения в работе [3] было названо влияние амплитудных решеток поглощения. В ряде работ показано [4], что подобные структуры могут приводить к стабилизации длины волны генерации. В этом случае, может происходить конкуренция между процессами, вынуждающими к изменению длины волны (решетка усиления) и способствующие ее стабилизации (решетка поглощения). Для проверки этой гипотезы в работе было проведено детальное экспериментальное исследование влияния параметров схемы (длина активного волокна, длина волны лазера накачки), связанных с решетками поглощения, на характеристики эффекта самосканирования.

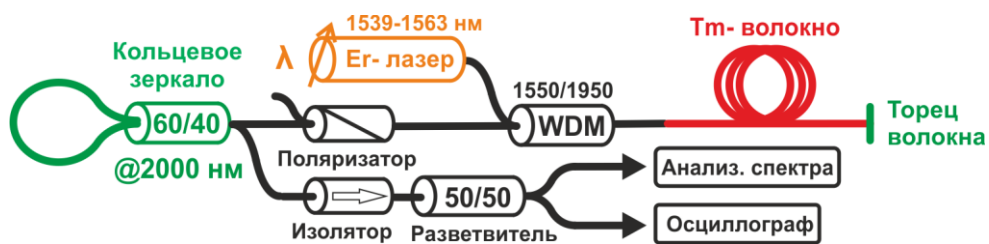


Рис. 1. Схема тулиевого самосканирующего лазера

Схема лазера (Рис.1) аналогична схеме из работы [3]. Принципиальное отличие заключается в использовании перестраиваемого лазерного источника с диапазоном перестройки в области 1539-1563 нм и максимальной выходной мощностью 0.66 Вт в качестве лазера накачки. Длина активного тулиевого волокна (Nufern PM TSF 9/125) варьировалась от 3.5 до 5.8 м. Режимы сканирования анализировались как по динамике интенсивности (с помощью фотодетектора Thorlabs DET10D/M и осциллографа LeCroy WavePro 725Zi-A), так и по динамике длины волны генерации (с помощью измерителя длин волн HighFinesse WS5). Для примера, приведем результаты по анализу направления и скорости перестройки длины волны. Измерения спектральной динамики проводились при раз-

ных мощностях (от 420 до 660 мВт) и длинах волн (1540-1564 нм) накачки. Характерный график зависимости скорости сканирования от параметров накачки представлен на Рис.2. По горизонтальной оси отложены длина волны лазера накачки, а по вертикальной – мощность лазера накачки. Цветом отражается скорость сканирования: зеленому цвету соответствует положительная скорость и, следовательно, область прямого сканирования, синему цвету – отрицательная скорость и область обратного сканирования, штрихованная зона – область почти нулевого сканирования (модуль скорости менее 0.05 нм/сек). Также, стоит отметить, что были обнаружены примеры спектральных динамик, ранее не наблюдавшихся в тулиевом самосканирующем лазере.

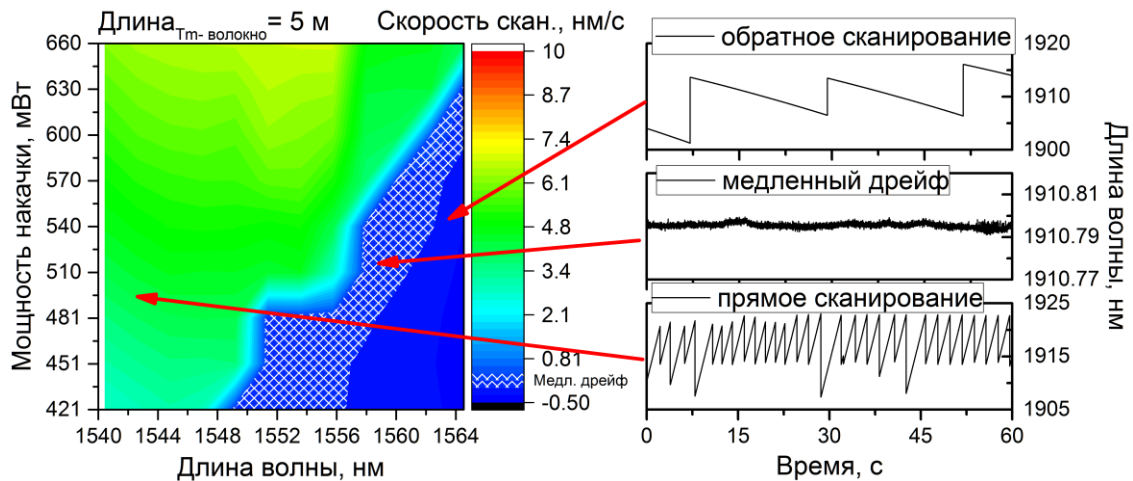


Рис. 2. Слева: зависимость скорости сканирования от длины волны излучения и мощности лазера при длине активного волокна 5 м. Справа: примеры режимов самосканирования для указанных областей.

График на Рис.2 соответствует схеме с активным волокном длиной 5 метров. Подобные зависимости были также получены и для активных волокон с длиной 3.5, 4.5 и 5.8 метров. Результаты экспериментов показывают, что при регулировании мощности имеется область критических значений, при которых происходит переход между обратным и прямым режимами сканирования. Было установлено, что среднее значение критической мощности увеличивается как с длиной волны лазера накачки, так и с увеличением длины активного волокна. Полученные результаты подтверждают гипотезу о влиянии динамических решеток поглощения. В частности, при увеличении мощности и/или длины волны накачки их влияние уменьшается, так как активное волокно прокачивается более однородно по длине. Ожидается, что эти результаты помогут в прогнозировании и оптимизации выходных характеристик в волоконном лазере с самосканированием длины волны. Информация о полученных результатах будет представлена более подробно в докладе.

Данная работа выполнена в рамках проекта РФФИ № 20-32-70058.

Литература

- [1] I.A. Lobach, S.I. Kablukov et al, *Opt. Express* **19**, 17632-17640 (2011)
- [2] A.E. Budarnykh, A.D. Vladimirskaia et al, *Opt. letters* **43**, 5307-5310 (2018)
- [3] A.E. Budarnykh, I.A. Lobach, and S.I. Kablukov, *Laser Physics Letters* **16**, 025108 (2019)
- [4] J. Chen, Y. Zhao et al, *IEEE Photonics Technology Letters* **29**, 439-441 (2017)

Моделирование волоконного оптического параметрического генератора для КАРС

А.А. Антропов*, В.Д. Ефремов, Е.А. Евменова, Д.С. Харенко

Институт автоматики и электрометрии СО РАН

**E-mail: antropovaa@iae.nsk.su*

DOI: 10.31868/RFL2020.193-194

Когерентная антистоксовая рамановская спектроскопия (КАРС) является одним из передовых направлений как для идентификации молекулярных соединений и процессов, протекающих в них, так и для решения задач гистологии. Она хорошо подходит для проведения неинвазивных исследований биологических объектов. Данная сфера слабо развита в России, поэтому реализация современной установки, которая будет компактной, мобильной, стабильной от воздействий внешней среды (температуры, звуковых колебаний) и не требующей периодической юстировки, крайне актуальна.

В КАРС образец облучается двумя лазерными импульсами, совмещенными во времени и в пространстве, но отстроенными друг от друга по несущей частоте в диапазоне $800\text{-}3500\text{ см}^{-1}$ [1]. В данном частотном диапазоне находятся большинство известных колебательных мод, по которым потом можно идентифицировать химический состав образца. Для реализации полностью волоконной версии параметрического генератора можно использовать фотонно-кристаллическое волокно (ФКВ), в котором преобразование длин волн осуществляется за счет четырехволнового смещения (ЧВС) [2]. Преимущество параметрического генератора, построенного на данном типе волокна, заключается в наличии большой области фазового синхронизма, следовательно, широкой области спектральной перестройки, его компактности и высокого качества генерируемой поперечной моды. За счет изотропии в оптических волокнах отсутствует нелинейность второго порядка, свойственная для кристаллов, а эффект ЧВС, как и прочие нелинейные эффекты, обеспечивается нелинейностью третьего порядка. Несмотря на то, что величина χ^3 в оптическом волокне ниже характерной величины χ^2 в кристаллах, преимуществом является тот факт, что в волокнах получается существенно большая длина взаимодействия излучения [3].

В нашей схеме излучение из задающего генератора диссипативных солитонов, проходя узкополосный перестраиваемый фильтр и каскады усиления, попадает в волоконный оптический параметрический генератор (ВОПГ), в состав которого входит ФКВ (LMA-5 PM), в котором и происходит процесс параметрической генерации [4]. Теоретические оценки показали, что имеющейся пиковой мощности достаточно для параметрической генерации в ФКВ, однако, мы столкнулись с тем, что в зависимости от длины ФКВ возникали конкурирующие по порядку нелинейности оптические эффекты. Так при длине ФКВ 5 метров наблюдалась генерация суперконтинуума, а при длине 1.5 м была наглядно видна нехватка пиковой мощности излучения накачки несмотря на то, что по оценкам пиковая мощность импульса достигала ~ 1.8 кВт. Поскольку экспериментальная оптимизация ВОПГ является крайне трудоёмкой задачей, было решено провести численное моделирование для поиска оптимальных характеристик накачки и генерируемого сигнала. Использовалась библиотека *ruoffs*, в которой реализовано решение нелинейного уравнения Шрёдингера с учётом дисперсии высоких порядков, потерь на разных длинах волн [5]. Проверка

работоспособности данной библиотеки была проведена путем генерации спонтанного параметрического сигнала после прохождения нескольких метров ФКВ импульсом накачки с большой пиковой мощностью (~1-2 кВт).

ВОПГ преобразован в модель кольцевого резонатора, параметры подобраны согласно схеме эксперимента (длины волокон, потери). Осуществлен поиск стационарного состояния и необходимого уровня энергии накачки, при котором будет наблюдаться стабильная параметрическая генерация. На Рис. 1 показаны характерные графики спектральной (слева) и временной (справа) зависимостей импульса параметрической генерации (на длине волны ~ 800 нм) относительно импульса накачки. Данные получены после 2000 проходов резонатора, когда относительное изменение энергии от обхода к обходу $\Delta E/E$ составляло величину не более 10^{-7} .

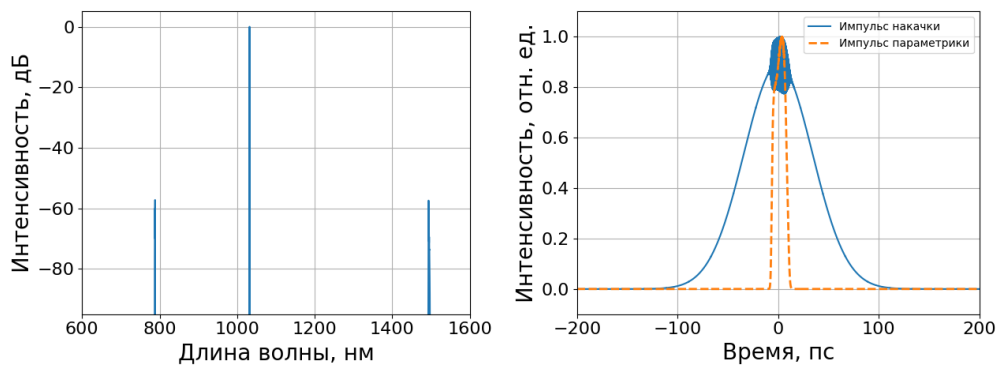


Рис. 1 Результаты расчетов. На левом рисунке показаны: основной пик – накачка на длине волны 1032 нм, дополнительные пики – параметрическая генерация. На правом показаны: синим – импульс накачки, оранжевым – импульс параметрической генерации.

Основной пик на левом графике относится к спектру импульса накачки, а боковые пики являются стоксовой и антистоксовой компонентами возникающего параметрического сигнала. На правом графике показаны возникающий параметрический импульс на 800 нм и импульс накачки. Результаты получены при пиковой мощности накачки 750 Вт и длительности импульсов 80 пс, длина ФКВ составляла 30 см. Сгенерированный импульс имеет длительность ~ 16 пс и пиковую мощность ~ 1 Вт. На семинаре будут представлены результаты оптимизации ВОПГ по таким параметрам как длина ФКВ, пиковая мощность и длительность импульса накачки.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-70093.

Литература

- [1] M Baumgartl, T. Gottschall et al, *Opt. Express* **20**(19), 21010-21018 (2012)
- [2] Е.А. Злобина, С.И. Каблуков, *Автоматика* **49**, № 4 (2013)
- [3] R. Stolen, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. **11**, no. **3**, 100-103, (1975)
- [4] E. Evmenova, A. Antropov et al, *Proc. SPIE* **11190**, (2019)
- [5] <https://github.com/galilley/pyofss>

Кольцевой волоконный лазер с гибридной гармонической синхронизацией мод и частотой следования импульсов до 12 ГГц

**И.О. Золотовский¹, Р.В. Гуменюк^{1,2}, П.А. Игрин¹, Д.А. Коробко^{1,*},
М.А. Одноблюдов³, А.Б. Петров^{3,4}, В.А. Рибенек¹ и Д.А. Столяров¹**

¹Ульяновский государственный университет

²Университет Тампере, Финляндия

³Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

⁴Национальный исследовательский университет ИТМО

*E-mail: korobkotam@rambler.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.195-196

Солитонные волоконные лазеры с пассивной гармонической синхронизацией мод (ГСМ) необходимы в большом числе приложений современной фотоники и обладают рядом принципиальных преимуществ – компактностью, удобным выводом излучения при высоком качестве пучка и сравнительно низкой стоимостью при возможности изготовления из стандартного набора элементов. За реализацию ГСМ в волоконных лазерах могут быть ответственны различные механизмы. Определение механизмов собственно синхронизации мод (нелинейного вращения поляризации, насыщающего поглощения при помощи углеродных нанотрубок, полупроводниковых зеркал и т.д.) и механизмов выстраивания импульсов по гармоникам резонатора позволяет некоторым образом классифицировать ГСМ-лазеры. Значительный интерес в последнее время вызывают волоконные лазеры на основе т.н. гибридной ГСМ, в которых эффект насыщающего поглощения сопровождается смещением частоты, осуществляемым при помощи оптического модулятора [1]. В этом случае важно заметить, что частота модулятора значительно ниже частоты следования импульсов, т.е. происходит не активная, а именно пассивная синхронизация мод со смещением частоты солитонного импульса. Особенность данной схемы состоит в том, что в определенных случаях смещение частоты вместе со дополнительной спектральной фильтрацией может приводить к стабилизации и повышению качества высокочастотной импульсной последовательности [2]. Основными показателями качества импульсной последовательности являются уровень подавления супермодового шума (SSL) и, в принципе, связанные с ним флуктуации межимпульсного расстояния – временной джиттер. Главной целью данной работы стала разработка солитонного кольцевого ГСМ-лазера на основе гибридной синхронизацией мод с элементом смещения частоты, способного генерировать мульти-ГГц импульсные последовательности при высоком уровне подавления супермодового шума.

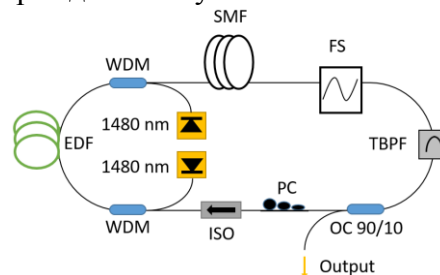


Рис. 1. Схема волоконного лазера с гармонической синхронизацией мод. PC – контроллер поляризации, FS – акустооптический модулятор в режиме сдвига частоты, TBPF – перестраиваемый фильтр, OC – выходной ответвитель.

Экспериментальная схема лазера представлена на рис. 1. Результаты эксперимента фиксировались в полосе перестройки фильтра (ТВРФ) от 1528 до 1548 нм. Во всей полосе перестройки синхронизация мод на фундаментальной частоте резонатора (3,19 МГц), соответствующая одноимпульсному режиму генерации, происходила при достижении мощности накачки ~ 200 мВт. При увеличении мощности накачки лазер переходит в режим ГСМ. На рис. 2 (а) показаны оптические спектры, соответствующие максимально полученным частотам следования. Отметим, что в коротковолновой (1528-1535 нм) области синхронизация мод характеризуется высокой устойчивостью. Импульсная генерация, полученная в этой полосе при помощи подстройки контроллера поляризации на малой частоте следования, сохраняется при повышении уровня накачки. В этом случае частота следования, импульсов, так же как и выходная мощность, возрастает пропорционально накачке (рис. 2 (b)), при этом важно заметить, что дополнительная подстройка поляризации не производится.

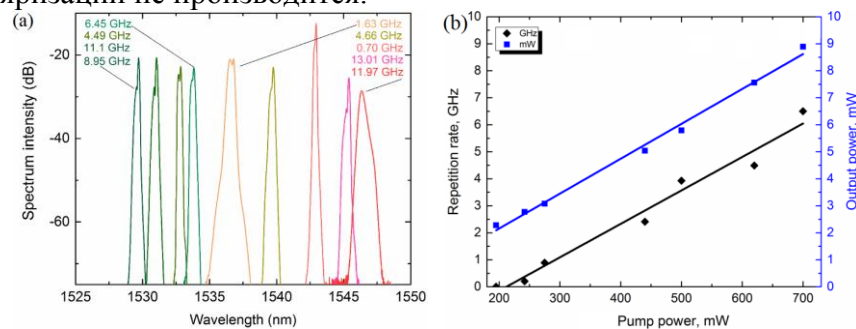


Рис. 2. (а) Оптические спектры, соответствующие указанным максимально полученным частотам следования импульсов. (b) Выходная мощность и частота следования импульсов в зависимости от мощности накачки на центральной длине волны пропускания фильтра $\lambda_0 = 1533.7$ нм.

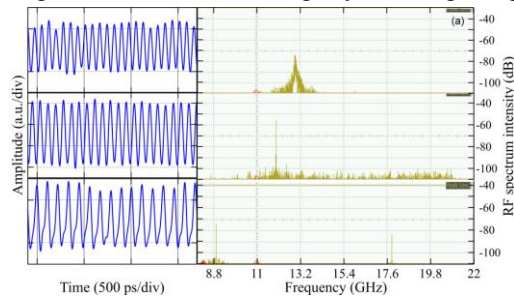


Рис. 3. Осциллограммы и радиочастотные спектры импульсных последовательностей с частотами следования 8.95, 11.97 и 13.01 ГГц на центральной длине волны пропускания фильтра $\lambda_0 = 1529$ нм, 1546.5 нм и 1545.5 нм (снизу вверх) соответственно

В длинноволновой (1535-1548 нм) области перестройки фильтра генерация характеризуется меньшей стабильностью, т.к. эти режимы не являются устойчивыми по отношению к изменению уровня накачки. Тем не менее именно в этом диапазоне перестройки удалось достичь высоких частот следования, превышающих 10 ГГц (рис. 3). На центральной длине волны пропускания фильтра $\lambda_0 = 1546.5$ нм получена импульсная последовательность с частотой следования 11.97 ГГц с высоким уровнем подавления супермодового шума SSL > 40 dB. На $\lambda_0 = 1545.5$ нм получена 13 ГГц последовательность, однако, RF спектр и значительно меньший уровень SSL свидетельствуют о ее слабой устойчивости.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 19-72-10037).

Литература

- [1] Т. Noronen, O. Okhotnikov, R. Gumenyuk, *Optics express* **24**, 14703-14708 (2016)
- [2] R.V. Gumenyuk, D.A. Korobko, I.O. Zolotovskii, *Opt Lett*, **45**, 184-187 (2020)

Нелинейное сложение оптических импульсов с помощью скрученных многосердцевинных световодов

И.С. Чеховской*, О.В. Штырина, М.П. Федорук

*Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск
Федеральный исследовательский центр информационных и вычислительных технологий,
г. Новосибирск*

*E-mail: i.s.chekhovskoy@nsu.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.197-198

Многосердцевинные световоды (multi-core fiber – MCF) к настоящему времени используются в различных областях нелинейной оптики. Несмотря на то, что основным приложением данных волокон является передача данных в телекоммуникационных линиях, MCF также начали активно применяться в лазерных приложениях. В частности, многообещающим направлением является использование MCF для разработки новых мощных источников лазерного излучения. В предыдущих работах [1, 2] нами было продемонстрировано, что распространение оптических импульсов в нелинейном режиме может привести к концентрации энергии этих импульсов в пределах определенной сердцевинки, обеспечивая при этом сложение, усиление и сжатие введенных в световод импульсов.

В данной работе рассматривается новый подход к сложению и сжатию оптических импульсов с применением скрученных относительно центральной оси MCF. Добавление равномерного вращения качественно меняет динамику оптического поля в MCF и открывает возможность для исследования новых типов нелинейных эффектов, таких как, например, нарушение PT-симметрии.

Распространение оптического поля в скрученном кольцевом световоде с центральной сердцевинкой может быть описано в приближении медленно меняющихся огибающих следующей системой связанных нелинейных уравнений Шредингера (НУШ):

$$\begin{cases} i \frac{\partial U_0}{\partial z} = D_0 \frac{\partial^2 U_0}{\partial t^2} + \gamma_0 |U_0|^2 U_0 + \sum_{n=1}^N C_0 U_n \\ i \frac{\partial U_n}{\partial z} = D_n \frac{\partial^2 U_n}{\partial t^2} + \gamma_n |U_n|^2 U_n + C \exp(-i\varphi) U_{n+1} + C \exp(i\varphi) U_{n-1} + C_0 U_0, n = 1 \dots N. \end{cases}$$

Здесь параметр φ задает относительное кручение периферийных сердцевин вокруг центральной оси световода. Для упрощения анализа коэффициенты в системе связанных НУШ в дальнейшем могут быть взяты равными единице.

Влияние скручивания на эффективность схемы сложения оптических импульсов было исследовано на примере 7-сердцевинного световода, для которого ранее был определен режим с наилучшим сложением, достигаемым при одновременном введении гауссовых импульсов $U(t) = \sqrt{P} \exp(-t^2/\tau^2)$ с пиковой мощностью $P = 0.687$ и шириной $\tau = 1.775$ во все сердцевинки световода. Параметр φ в расчетах изменялся в пределах от 0 до $\pi/2$. В случае отсутствия кручения волокна расстояние, на котором достигается наилучшее сложение импульсов в центральной сердцевинке (92.5%), равняется $z = 1.75$ и определяется как первый достаточно большой максимум пиковой мощности импульса в центральной сердцевинке.

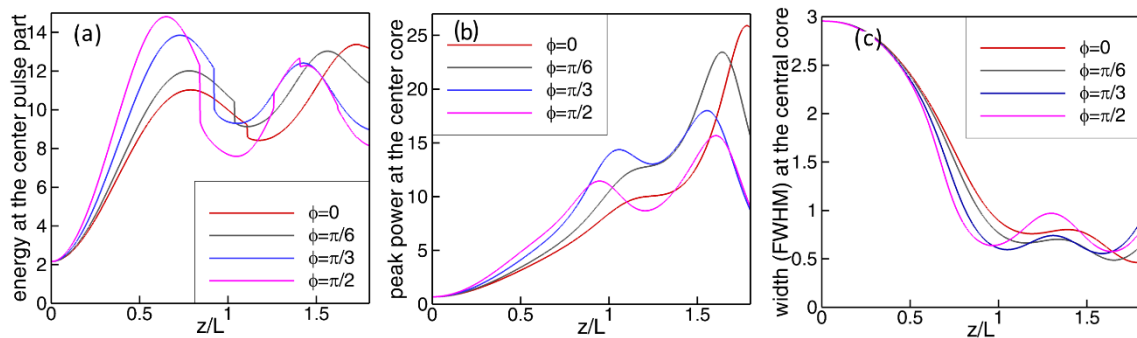


Рис. 1. Изменение характеристик импульса в центральной сердцевине.

На Рис. 1 изображена динамика вдоль MCF различных параметров импульса в центральной сердцевине. Энергия импульса без учета энергии, заключенной в пьедестале импульса, представлена на Рис. 1 (a). Как можно заметить, при увеличении кручения наблюдается смещение точки наиболее эффективного сложения на меньшее расстояние ($z = 0.5$). Кроме того, эффективность сложения увеличивается до 99%.

На Рис. 1 (b) показана эволюция пиковой мощности импульса вдоль волокна, а на Рис. 1 (c) – изменение ширины импульса на полувысоте. Отметим, что пиковая мощность в точке наилучшего сложения импульсов уменьшается с ростом параметра кручения, а ширина при этом меняется незначительно.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант № 20-11-20040). Работа Чеховского И.С. была поддержана грантом 14.Y26.31.0017 Министерства образования и науки.

Литература

- [1] A. M. Rubenchik, et al., *Opt. Lett.* **40**, 721–724 (2015)
- [2] I. S. Chekhovskoy, et. al., *Phys. Rev. A* **94**, 043848 (2016)

Применение нейронных сетей для нахождения дискретного спектра прямой задачи Захарова-Шабата

Е.В. Седов^{1,*}, И.С. Чеховской^{1,2}

¹Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск

²Федеральный исследовательский центр информационных и вычислительных технологий, г. Новосибирск

*E-mail: e.sedov@g.nsu.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.199-200

Оптические телекоммуникации в настоящее время активно развиваются, однако перманентное увеличение объемов передаваемого трафика в ближайшем будущем превысит потенциальные возможности линий связи, основанных на текущих разработках. В связи с этим, активно исследуются новые перспективные способы увеличения пропускной способности линий связи. В частности, недавно было предложено использовать для передачи данных нелинейное преобразование Фурье (NFT) [1]. Прямое NFT для нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) состоит в сопоставлении оптическому сигналу его нелинейного спектра (решении прямой задачи Захарова-Шабата), состоящего из дискретной и непрерывной части. Набор дискретных собственных значений (д. с. з.) соответствует солитонной части сигнала. Данное представление удобно тем, что оно тривиальным образом эволюционирует при распространении сигнала. При любом значении эволюционной переменной с помощью обратного NFT сигнал может быть полностью восстановлен. Передача данных с помощью NFT позволит естественным образом учесть влияние нелинейных эффектов при распространении оптического сигнала по волокну.

Основная сложность на пути широкого распространения NFT заключается в нехватке быстрых и точных численных методов для его нахождения. На данный момент предложено большое количество методов для определения нелинейного спектра и был достигнут существенный прогресс в сокращении сложности алгоритмов и увеличении их точности. Однако при применении к сложным сигналам остаются проблемы с устойчивостью вычислительных алгоритмов. Также затруднительным остается вычисление в реальном времени NFT для сигналов сложной формы, что ограничивает возможности реализации NFT на аппаратном уровне в современных линиях связи.

Многообещающим направлением в данном случае выглядит применение машинного обучения, в частности нейронных сетей. В последние годы произошел большой скачок в развитии методов машинного обучения для решения алгоритмически сложных задач, таких как, например, распознавание и классификация изображений. Основные этапы при этом – обучение модели на основе набора некоторых данных, и применение модели для получения предсказания. Первый этап может занимать длительный отрезок времени. Однако применение обученной модели обычно осуществляется намного быстрее, что позволяет реализовывать системы на основе методов машинного обучения на различных устройствах с низкой производительностью.

В последние годы машинное обучение также было предложено использовать в системах передачи данных на основе NFT на этапе постобработки [2]. В нашей работе предлагается реализовать более кардинальный подход и вычислять само NFT с помощью нейронных сетей.

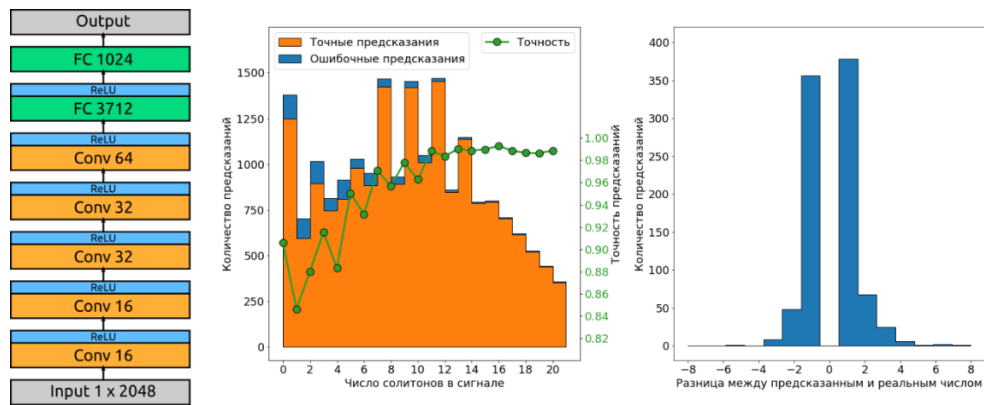


Рис. 1. Архитектура нейронной сети и точность ее предсказания.

В рамках данной работы нейронная сеть использовалась для предсказания числа д. с. з. в нелинейном спектре телекоммуникационных сигналов. Дискретные с. з. отражают внутреннюю структуру сигнала. Знание о внутренней структуре сигнала дает возможность для изучения его свойств и характера распространения в оптическом волокне.

В качестве изучаемого сигнала был выбран WDM формат, который широко используется в оптической коммуникации. Сигнал формировался из случайного набора данных, закодированного по одному из форматов модуляции: QPSK, 16-QAM, 64-QAM, 1024-QAM. За основу архитектуры сети был выбран упрощенный вариант сети VGG-16, которая используется в задачах распознавания изображений. На входе сеть принимает комплексный сигнал, состоящий из 1024 точек. Этот сигнал преобразуется в вектор с 2048 элементами, в котором последовательно расположены действительные и мнимые части каждой точки начального комплексного сигнала. Далее сигнал обрабатывается несколькими сверточными слоями с функциями активации и полносвязными слоями. На выходе сети выдается количество солитонов в сигнале. Количество тренируемых параметров в сети составило 3834145.

Всего в тренировочном наборе было 174847 сгенерированных сигналов, в которых содержатся от 0 до 20 солитонов включительно. Для каждого сигнала это число заранее посчитано другими методами. Точность сети определялась на валидационном наборе из 19427 сигналов. Сеть тренировалась в течении 300 эпох, финальная точность предсказаний на валидации составила 95.39%. При этом максимальная “ошибка” работы сети – разница между реальным числом солитонов в сигнале и предсказанным – составила 8. Большинство ошибочных результатов находятся в диапазоне [-2;2]. Лучше всего сеть работает для сигналов, где количество солитонов было больше 10. Для таких случаев точность выше 98%. Хуже всего определялись сигналы, где только один солитон – для них точность составила 84%. Полученные результаты показывают, что нейронные сети имеют большой потенциал для реализации с их помощью различных этапов NFT.

Исследование выполнено при поддержке фонда Президента РФ для государственной поддержки молодых российских учёных (грант № МК-677.2020.9). Работа Седова Е.В. была поддержана государственным заданием на проведение фундаментальных исследований FSUS-2020-0034.

Литература

- [1] S. K. Turitsyn, J. E. Prilepsky et al, *Optica*, **4**, 307–322 (2017)
- [2] O. Kotlyar, M. Pankratova et al, *Opt. Lett.*, **45**, 3462 (2020)

Подавление пьедестала сверхкоротких импульсов при помощи нелинейного усиливающего петлевого зеркала

В.Д. Ефремов, А.А. Антропов, Д.С. Харенко*

Институт автоматики и электрометрии СО РАН

*E-mail: kharenko@iae.nsk.su

DOI: 10.31868/RFL2020.201-202

Сверхкороткие импульсы востребованы во многих физических, химических и биологических лабораториях среди новых методов спектроскопии, метрологии и визуализации. Благодаря многообразию нелинейных эффектов в оптическом волокне, а также относительно низкой стоимости и компактности, волоконные лазеры начинают замещать твердотельные лазеры во всё большем числе применений, а методы генерации сверхкоротких импульсов в волоконных лазерах продолжает активно развиваться и по сей день [1].

Несмотря на множество способов генерации и разнообразие лазерных схем далеко не всегда удаётся получить импульсы с параметрами, подходящими для дальнейшего использования. Так, например, для CARS-спектроскопии необходимы импульсы с перестраиваемым узким спектром и высокой пиковой мощностью, от чего напрямую зависит разрешающая способность конечного прибора. Один из методов получения таких импульсов заключается в пропускании сильночирпованных диссипативных солитонов через узкополосный фильтр [2, 3]. В реальности у импульса остаётся некоторый пьедестал в спектральной области $\sim 1\%$ от пиковой мощности. На рис. 1 представлен спектр такого смоделированного импульса. При усилении значительная часть энергии уходит в пьедестал, спектр импульса расплывается, становясь непригодным для CARS-спектроскопии. Таким образом, существует необходимость подавить паразитное излучение для более эффективного последующего усиления.

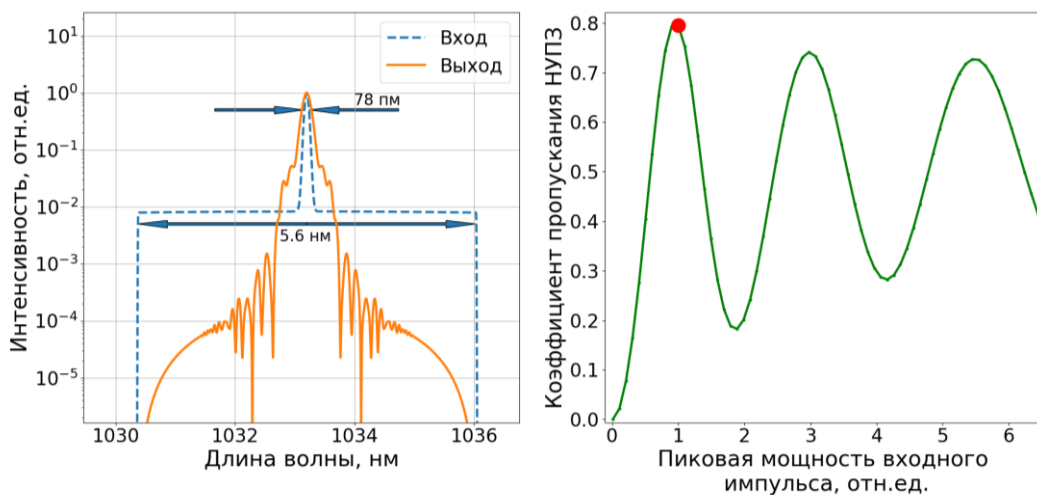


Рис. 1. Нормированные спектры исследуемого импульса и импульса, после прохождения пьедестала (слева) и коэффициент пропускания НУПЗ в зависимости от начальной пиковой мощности входного импульса (справа)

Для подобных задач часто используется нелинейное оптическое петлевое зеркало (НОПЗ) [4, 5]. Здесь подавление пьедестала производилось во временной

области, тогда как в поставленной задаче паразитное излучение находится в спектральной области. Более подходящим устройством должно быть нелинейное усиливающее петлевое зеркало (НУПЗ), которое от НОПЗ отличается наличием усилителя у одного из выходов каплера. За счёт этой асимметрии набег фазы происходит более эффективно. Помимо того, что такая схема работает как амплитудный самомодулятор, она способна ещё и усиливать импульс, давая выигрыш контраста по сравнению с НОПЗ.

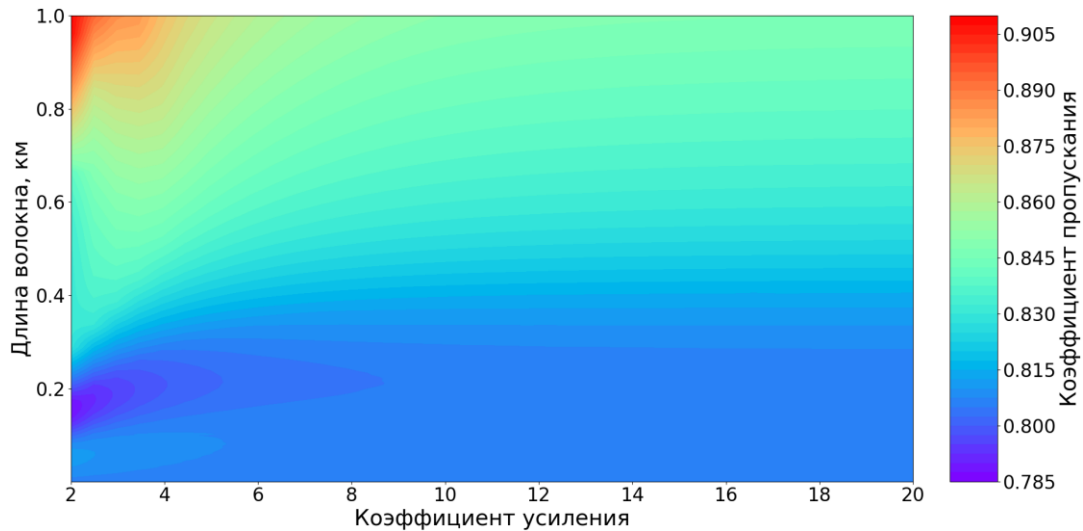


Рис. 2. Карта максимумов коэффициента пропускания НУПЗ при различных значениях длины волокна и коэффициента усиления

В данной работе прохождение импульса с пьедесталом через НУПЗ исследовалось численно на основе нелинейного уравнения Шрёдингера. Одним из основных параметров НУПЗ является коэффициент пропускания T , который вычислялся как отношение пиковой мощности прошедшего импульса к суммарной пиковой мощности прошедшего и отражённого импульсов. Характерный вид зависимости T от входной пиковой мощности представлен на Рис. 1 (справа). Для полной характеристики НУПЗ была построена карта значений максимумов коэффициента пропускания (Рис. 2), и также исследована разница контрастов импульсов до и после прохождения НУПЗ. Вычисления показали возможность подавления контраста.

Работа выполнена при финансовой поддержке темы госзадания ИАиЭ СО РАН (рег. № АААА-А17-117062110026-3).

Литература:

- [1] Walter Fu et al, *Opt. Express*, **26**, 9432-9463 (2018)
- [2] T. Gottschall et al, *Opt. Express*, **20**, 12004-12013 (2012)
- [3] E. Evmenova et al, *Proc. SPIE 11190, Optics in Health Care and Biomedical Optics IX*, 111900I (2019)
- [4] M.D. Pelusi et al, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **35**, 867 - 874 (1999)
- [5] Esther Lidiya A. et al, *Opt. Communications*, **474**, 126083 (2020)

Динамика мод шепчущей галереи на поверхности оптического волокна вблизи его торца

Д.В. Кудашкин^{*}, И.Д. Ватник, Д.В. Чуркин

Новосибирский государственный университет

^{}E-mail: d.kudashkin@ngsu.ru*

DOI: 10.31868/RFL2020.203-204

Моды шепчущей галереи (МШГ), возбуждаемые на поверхности цилиндрических волоконных микрорезонаторов, и, в частности, на поверхности оптического волокна, могут иметь ненулевую скорость распространения вдоль оси резонатора, которая зависит от вариации эффективного радиуса [1]. Изменением радиуса волокна можно контролировать скорость распространения мод. Так же скорость распространения моды зависит от разности резонансной длины волны микрорезонатора и длины волны, на которой распространяется мода [2]. На базе таких резонаторов могут быть созданы устройства для генерации оптических гребёнок, линии задержки, оптомеханические переключатели и пр.

Актуальной задачей является поиск новых способов управления аксиальным распространением мод. Одним из таких способов может стать использование геометрии волокна, например, торца волокна. Когда излучение в моде шепчущей галереи падает на торец волокна, угол между направлением распространения аксиальной МШГ в (лучевом приближении) и торцом мал. Так как показатель преломления кварцевой оболочки оптического волокна выше, чем показатель преломления воздуха, на торце волокна может произойти полное внутреннее отражение. В нашей работе мы изучили этот процесс отражения МШГ и определили коэффициент отражения.

Для этого в микрорезонатор подавались лазерные импульсы длительностью 0,5 нс с длинами волн, близкими к резонансной длине волны с нулевым аксиальным волновым вектором. Торец микрорезонатора был изготовлен путём скалывания волокна алмазным ножом. Излучение в резонатор заводилось через тейпер – вытянутое с помощью нагрева CO₂ лазером микроволокно. Перетяжка тейпера располагается перпендикулярно микрорезонатору. Для сканирования вдоль оси резонатора использовался второй тейпер, с его помощью была измерена пространственно-временная динамика интенсивности излучения $I(z, t)$.

При импульсном возбуждении исходный волновой пакет делится на несколько импульсов, распространяющихся вдоль оболочки с различными групповыми скоростями: на рис. 1а можно различить как минимум два отдельных импульса: первый имеет настолько большую групповую скорость, что временного разрешения осциллографа оказывается недостаточно, чтобы увидеть его отражение. Кажется, что эта часть импульса мгновенно появляется повсюду в резонаторе. Другая часть возбуждения распространяется с конечной скоростью от возбуждающего тейпера, расположенного в точке $z = -3200$ мкм в направлении торца, а затем отражается от скола волокна в точке $z = 0$ и движется назад от скола.

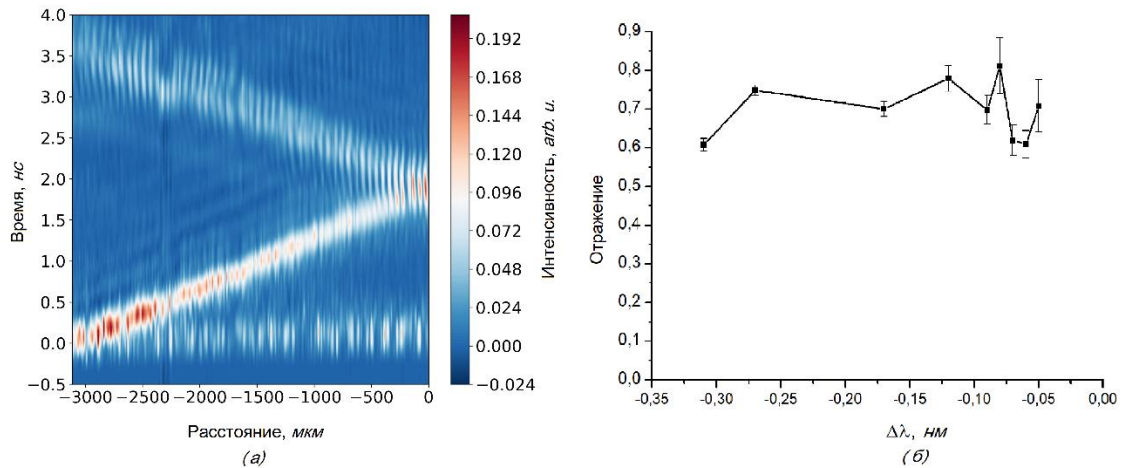


Рис.1. (а) Пространственно-временная динамика МШГ с расщеплением моды после отражения. (б) Рассчитанное отражение R на торце волокна как функция отстройки длины волны.

На рисунке 1б приведён график зависимости коэффициента отражения от $\Delta\lambda$ – отстройки длины волны импульса от резонансной длины волны моды. Коэффициент вычислялся как отношение суммарной интенсивности падающей и отражённой моды. Для исследуемого образца коэффициент отражения составляет порядка 70%. Независимость коэффициента отражения R от $\Delta\lambda$ даёт дополнительную информацию о процессе отражения. Во-первых, это доказывает, что потери при распространении не влияют на оценки отражения. Действительно, можно ожидать, что линейные потери при распространении должны сильно зависеть от длины волны – большие отстройки и большие групповые скорости делают оптический путь моды короче. Это должно уменьшить чистые потери и их вклад в коэффициент отражения, оцененный нашим методом. И наоборот, независимость полученной отражательной способности от расстройки сигнализирует о том, что влияние потерь незначительно. Во-вторых, поскольку разные $\Delta\lambda$ предполагают разные углы падения луча МШГ к торцу волокна то независимость R от угла хорошо согласуется с предположением о том, что происходит полное внутреннее отражение.

Полученные результаты можно использовать в устройствах на основе аксиальных МШГ резонаторов для управления свойствами мод.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант РНФ 18-72-10053).

Литература

- [1] Sumetsky, M. and Fini, J. M., Opt. Express **19**(27), 26470 (2011)
- [2] D. Kudashkin, I. Vatik et al., Proc. SPIE. **11355**, Micro-Structured and Specialty Optical Fibres VI

Регистрация сигналов акустической эмиссии в композитных материалах волоконно-оптическими датчиками на основе ФС-лазерной записи

**В.С. Терентьев^{1,*}, А.В. Достовалов¹, А.Н. Серьёзов², А.Б. Кузнецов²,
В.А. Симонов¹, А.А. Вольф¹, М. И. Скворцов¹, С.А. Бабин¹**

¹*Институт автоматизации и электрометрии СО РАН*

²*Сибирский научно-исследовательский институт авиации имени С.А. Чаплыгина*

*E-mail: terentyev@iae.nsk.su

DOI: 10.31868/RFL2020.205-206

Создание компактных датчиков регистрации сигналов акустической эмиссии (АЭ) является важной задачей в области разработки полимерных композитных материалов (ПКМ), подверженных высоким эксплуатационным нагрузкам, что особенно актуально в авиастроении, где элементы конструкций из композитных материалов должны регулярно тестироваться на наличие микродефектов и трещин, которые значительно снижают прочностные характеристики композитного материала [1]. Данные датчики, интегрированные в композитный материал, должны регистрировать сигналы АЭ, возникающие в процессе микроразрушений, разрыва полимерных волокон композитного материала, и, таким образом, регистрировать данные события и сигнализировать о состоянии композитного материала. Волоконно-оптические датчики (ВОД) являются наиболее перспективным типом датчиков АЭ для применений в композитных материалах, поскольку они имеют малые габариты и вес по сравнению с тензодатчиками, что облегчает их интегрирование в структуру материала и позволяет размещать большое кол-во датчиков в одном измерительном канале [2]. Технология фс лазерной записи волоконных брэгговских решеток (ВБР) дает дополнительные преимущества при создании чувствительных элементов датчиков АЭ, поскольку позволяет проводить запись ВБР через защитное полиимидное покрытие, что существенно увеличивает прочностные характеристики датчика, а также расширяет рабочий температурный диапазон [3].

В данной работе представлены результаты по регистрации сигналов АЭ с помощью волоконно-оптических датчиков на основе интерферометра Фабри-Перо (ИФП), состоящего из двух слабоотражающих ВБР, записанных фс лазерным излучением в волокне с полиимидным покрытием. Были проведены эксперименты по оптимизации базы интерферометра для повышения чувствительности измерений. Схема опроса ВБР ИФП основана на регистрации отраженного от интерферометра узкополосного сигнала и регистрации изменений данного сигнала вследствие акустических воздействий на ИФП. Регистрация сигнала АЭ осуществлялась в процессе растяжения с помощью гидравлической разрывной машины MTS-100 образца ПКМ прямоугольной формы с закрепленными на нем ВОД и пьезодатчиками типа ПК-02-05 (рис. 1а). На рис. 1б представлены сигналы АЭ, регистрируемые с помощью ВОД и пьезодатчика в процессе разрушения композитного образца. Хотя ВОД обладают в 10 раз меньшей чувствительностью по сравнению с пьезоэлектрическими датчиками, проведенные эксперименты показали возможность использования ВОД для регистрации АЭ в процессе разрушения композитного материала.

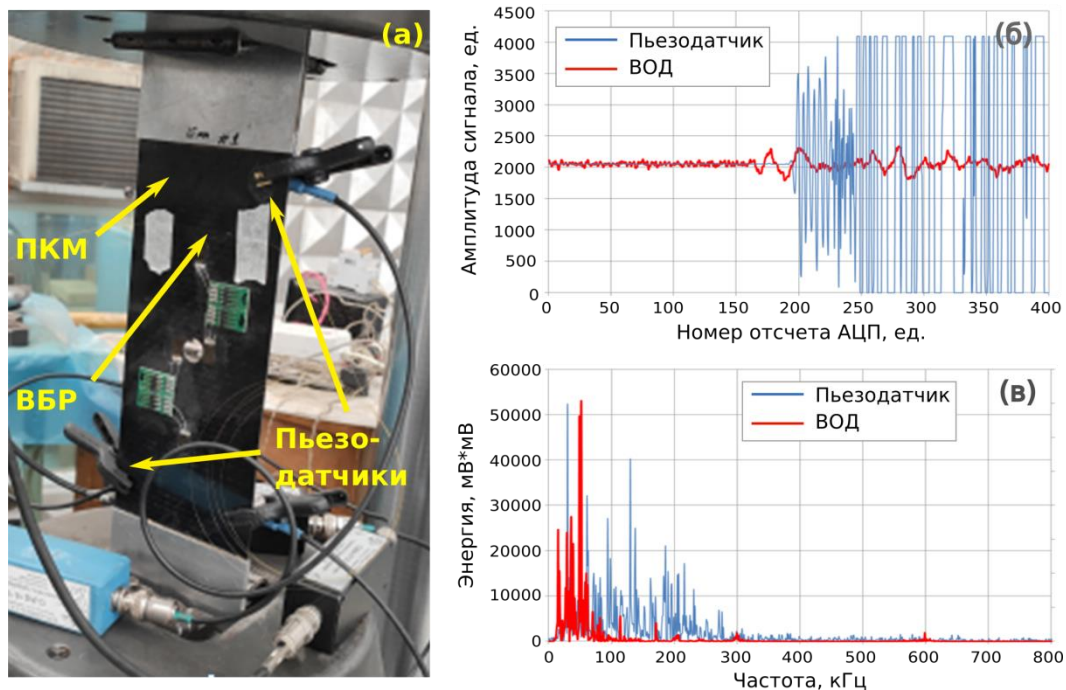


Рис. 1. а) Образец ПКМ с ВОД и пьезодатчиками в гидравлической разрывной машине МТС-100, б) Форма сигнала, регистрируемая в процессе разрушения композитного образца материала, для ВОД и пьезодатчика, в) Форма спектра сигнала регистрируемые в процессе разрушения композитного образца материала для ВОД и пьезодатчика.

Литература

- [1] H. Song et al., *Proc. 2011 IEEE 5th Int. Conf. Cybern. Intell. Syst. CIS 2011*, 52 (2011)
- [2] Z. Ma, X. Chen, *Sensors*, **19**, 55 (2019)
- [3] A. V. Dostovalov et al., *Opt. Express* **24**, 16232 (2016)

Двухлучевой интерферометр на основе кварцевого светоделительного блока с неподвижным фотоприемником и имитацией вращательной перестройки

С.Л. Микерин, В.Д. Угожаев*

Институт автоматизации и электрометрии СО РАН

*E-mail: vdu@iae.nsk.su

DOI: 10.31868/RFL2020.207-208

Двухлучевые интерферометры с возможностью варьирования периода записываемых дифракционных решеток широко востребованы в различных областях голографии и фотоники, например, для исследования свойств фотополимерных материалов и записываемых в них голограмм [1], для записи в оптических волокнах массивов распределенных брэгговских решеток (ВБР) в качестве датчиков физического состояния волокна [2] и для других применений. В [3] описан интерферометр на основе светоделительного кубика (СДК) с двумя зеркалами и фотоприемником (ФП), неподвижными относительно СДК, в котором стабилизация положения интерференционной картины (ИК) при варьировании угла схождения парциальных световых пучков (ПП) обеспечивается взаимно согласованными линейным и угловым перемещениями подвижного зеркала (ПЗ), направляющего световой пучок в СДК. Такие интерферометры удается объединять в системы для записи двумерных решеток с независимой установкой периода в каждом измерении [4]. Однако для записи протяжённых ВРБ (10–15 мм) более подходящим представляется интерферометр на основе светоделительного блока (СДБ) [5], поскольку в нем длина хода световых пучков в материале СДБ более чем в 3 раза короче по сравнению с СДК соответствующих габаритов. Целью данного доклада является анализ перестройки периода в интерферометре на основе СДБ из кварцевого стекла при стабилизации положения ИК, обеспечиваемой согласованием линейного и углового перемещений ИП на входе в СДБ посредством механизма имитации вращения [3].

На рис. 1 представлена оптическая схема исследованного интерферометра, ход световых пучков отображается их осями. Интерферометр, включающий в себя СДБ 1 и два зеркала 3.1 и 3.2, оптически связан с ФП 4, который удален от торца C_2C_3 на расстояние L_{ph} . СДБ представляет собой две плотно состыкованные рабочими поверхностями идентичные пластины из кварцевого стекла длиной M и толщиной $A \approx 0,15M$ с делительным зеркалом (ДЗ) 2 между ними. Зеркала установлены симметрично к плоскости ДЗ на расстоянии H друг от друга под углом ξ (на рис. 1 $\xi > 0$).

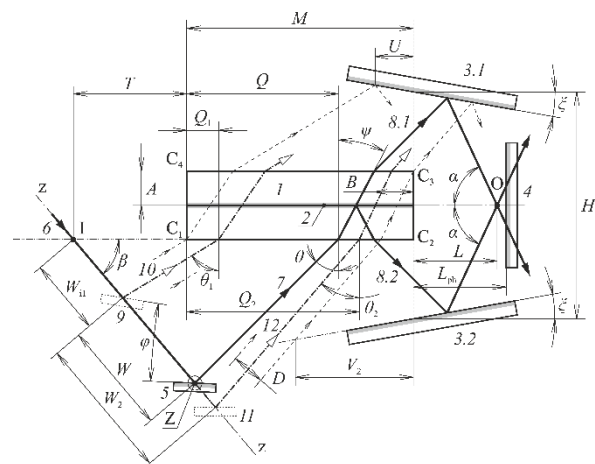


Рис. 1. Оптическая схема интерферометра

Исходный световой пучок (ИП) 7 диаметром D направляется на входную поверхность C_1C_2 на расстоянии Q от края C_1 под углом падения θ посредством ПЗ 5 и

далее расщепляется ДЗ на два ПП 8.1 и 8.2. После отражения от зеркал оси этих пучков пересекаются в точке О под углом схождения 2α на расстоянии $L \approx L_{ph}$ от торца C_2C_3 : $\alpha = 90^\circ + 2\xi - \theta$.

Текущее положение ПЗ задается координатами W и φ . Перемещение ПЗ выполняется вдоль входного пучка 6 от начального положения 9 ($W_1 = 0, \varphi_1 = 0$) до конечного положения 11 (W_2, φ_2), соответствующие нижнему 10 (Q_1, θ_1) и верхнему 12 (Q_2, θ_2) граничным положениям ИП. Последние обусловлены касанием ИП края C_1 и касанием ПП краев C_2, C_3 . В свою очередь пары координат ИП (Q_1, θ_1) и (Q_2, θ_2) удовлетворяют условию $L \approx L_{fix} = const$, поддерживаемому во всем промежутке между ними. Такое движение ИП определяется формулой:

$$Q = M - 2A \operatorname{tg} \psi - [H \sin(\theta - \xi) \cos \xi - A \sin \theta - L_{fix} \cos(\theta - 2\xi)] / \cos \theta, \quad (1)$$

где $\operatorname{tg} \psi = \sin \theta / \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}$, n — показатель преломления материала СДБ. Граничные положения находятся численно по упомянутым выше условиям касания: $Q_1 = D / (\cos \theta_1)$, $Q_2 = M - 2A \operatorname{tg} \psi_2 - D / (\cos \theta_2)$ и задают соответствующие граничные значения угла α : α_1 и α_2 , а также ширину диапазона перестройки этого угла: $\Delta \alpha = \alpha_2 - \alpha_1$. Зависимость $Q(\theta)$, полученная из (1), близка к линейной для широкого набора сочетаний параметров H и L_{fix} , что открывает возможность использовать в качестве механизма согласования линейного и углового перемещений ПЗ рычажный механизм в [3]. Анализ зависимости $Q(\theta)$ производился с учетом виньетирования рабочими поверхностями СДБ (параметр G) и/или зеркалом со стороны входной поверхности (параметры U, V и V_2). Параметры G и V для текущего положения ИП определяются аналогично параметрам U и V_2 (см. рис. 1). Это ограничение возможно в случае $H \approx M$ и $L_{fix} < M$ при $\xi < 0$.

На рис. 2 показано разграничение массива параметров $h = H/M$ и $l_{fix} = L_{fix}/M$ по критерию наличия или отсутствия виньетирования в исследуемом интерферометре при $\xi = -15^\circ$. Выше кривой 1 располагается зона массива, свободная от виньетирования; ниже кривой 2 световые пучки перекрываются частично или полностью во всем диапазоне перестройки, ограничиваемом условиями касания. Между кривыми 1 и 2 — диапазоны перестройки частично ограничены виньетированием. Кривые 3 и 4 являются экстраполяцией соответствующих кривых 1 и 2 на края исследованного массива; 5 — $h = 1,175$; 6 — $l_{fix} = 0,24$. Например, для записи ВБР с $\lambda_B = 1 \dots 2$ мкм в кварцевом волокне с $n = 1,5$ возможна практическая реализация интерферометра, характеризуемого парами параметров $(h; l_{fix})$: (1,0; 1,25), (1,0; 1,75), (1,25; 2,5). Механизм имитации вращения анализируется аналогично [3].

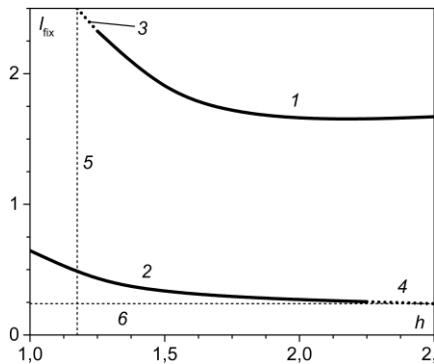


Рис. 2. Зоны виньетирования

Литература

- [1] В.В. Шелковников, Е.В. Васильев и др., *Оптика и спектроскопия* 99, 806–815 (2005)
- [2] J. Habel, T. Voilard, Y. Messadeq, F. Trépanier, M. Bernier, *Advanced Photonics Congress (BGPP, IPR, NP, Networks, NOMA, Sensors, SOF, SPPCom) OSA, BM3A.4* (2010)
- [3] С.Л. Микерин, В.Д. Угожаев, *Прикладная фотоника* 5, № 3, 218–237 (2018)
- [4] С.Л. Микерин, В.Д. Угожаев, *Междунар. науч. конференция «СибОптика-2018»: Сб. Трудов в 2-х т.* — Н-сиб.: СГУГиТ, Т. 1, 101–107 (2018)
- [5] В.Д. Угожаев, *Автометрия* 54, № 4, 67–77 (2018)

Переключение между одно- и двухволновой генерацией в волноводном Nd:YAG лазере с пассивной синхронизацией мод

М.В. Понарина*, А.Г. Охримчук, П.А. Образцов

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

*E-mail: ponarinamariva@gmail.com

DOI: 10.31868/RFL2020.209-210

Двухволновые лазеры представляют интерес для различных применений, таких как обеспечение оптической связи, лазерная локация, генерация ТГц излучения [1]. Одним из методов получения лазера с двумя длинами волн является использование кристаллов, в которых существуют несколько близлежащих излучательных переходов. Кристалл Nd:YAG является одним из таких кристаллов и наиболее широко используемой активной средой, благодаря своим превосходным оптическим и механическим свойствам.

В данной работе представлен компактный твердотельный Nd:YAG лазер с диодной накачкой и новой волноводной архитектурой. Диаметр волновода, созданного в активном кристалле методом прямой записи пучком фемтосекундного лазера [2], составляет 20 мкм. Пассивная синхронизация мод осуществляется за счет насыщающегося поглотителя на основе графена, нанесенного на выходное зеркало резонатора [3]. Точная настройка внутрирезонаторного интерферометра, образующегося между активной средой и выходным зеркалом, позволяет контролировать спектрально-временные параметры выходного излучения [4]. Продемонстрирована работа лазера в режимах одно- (рис. 1 (а) и двухволновой (рис. 1 (б) генерации, а так же возможность переключения между ними с помощью прецизионного изменения длины резонатора.

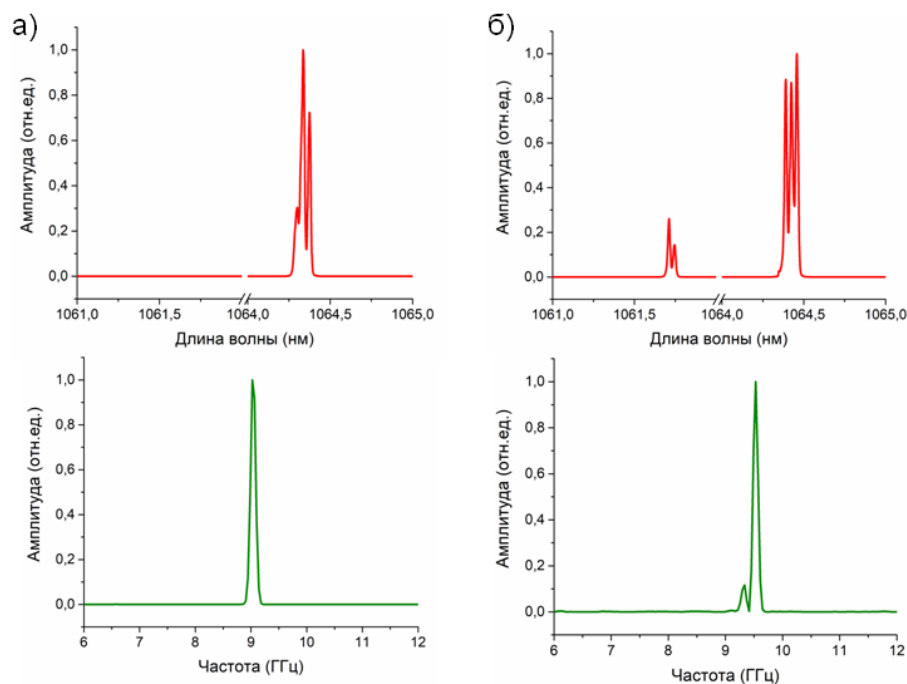


Рис. 1. Оптические и радиочастотные спектры, полученные при одно- (а) и двухволновой (б) генерации волноводной Nd:YAG лазера

Помимо этого в работе продемонстрирована возможность контролируемого переключения между режимами генерации волноводного Nd:YAG лазера за счет изменения поляризации излучения накачки. При использовании горизонтальной поляризации излучения накачки режим работы лазера приближен к режиму стабильной пассивной синхронизации мод. При использовании вертикальной поляризации излучения накачки выходная мощность излучения больше, чем при горизонтальной, но режим синхронизации мод не наблюдается.

Объединив преимущества каждой из линейных компонент поляризации накачки и контролируя величину внутрирезонаторных потерь, на длине волны 1064 нм получен режим пассивной синхронизации мод с частотой повторения импульсов 9.5 ГГц.

Исследование М.В. Понариной выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90215. П.А. Образцов выражает благодарность Российскому научному фонду (РНФ № 19-72-00175).

Литература

- [1] В.М. Walsh, *Laser Phys.* **20**, 622–634 (2010)
- [2] А. Okhrimchuk, V. Mezentsev, et al, *Opt. Express*, **20** (4), 3832–3843 (2012)
- [3] А. Okhrimchuk, P. Obraztsov, *Sci Rep* **5**, 11172 (2015)
- [4] М. V. Ponarina, A. G. Okhrimchuk, et al, *Quantum Electron*, **49** (4), 365–370 (2019)

Коэффициенты межмодовой связи изогнутого маломодового оптического волокна

Д.Е. Прапорщиков*, К.А. Волков, А.В. Бурдин, В.А. Бурдин

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики

*E-mail: dep82@mail.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.211-212

Маломодовые оптические волокна являются одним из перспективных направлений развития волоконной оптики, целью которого является преодоление «нелинейного предела Шеннона» [1-7]. Искажения сигнала при передаче по такому волокну обусловлены в первую очередь совместным действием дифференциальной модовой задержки и межмодовых связей. Последние в свою очередь являются следствием нерегулярностей оптического волокна, которые распределены случайным образом вдоль длины оптического кабеля. Наиболее типичными нерегулярностями оптического волокна строительной длины оптического кабеля являются макро и микроизгибы. Поэтому целью данной работы является расчет коэффициентов связи мод на изгибе маломодового оптического волокна с радиусом изгиба, значительно превышающим диаметр сердцевины волокна.

Расчет коэффициентов связи мод был выполнен для многомодового оптического волокна с усеченным параболическим профилем показателя преломления, вид которого представлен на Рис. 1. В качестве математического аппарата использовались хорошо зарекомендовавшие себя метод приближения Гаусса и метод стратификации. Изогнутый световод заменялся прямым оптическим волокном с эквивалентным профилем показателя преломления. В результате расчетов были получены зависимости коэффициентов связи фундаментальной моды LP_{01} с модами LP_{11} , LP_{02} , LP_{12} и LP_{03} от радиуса изгиба, представленные на Рис. 2.

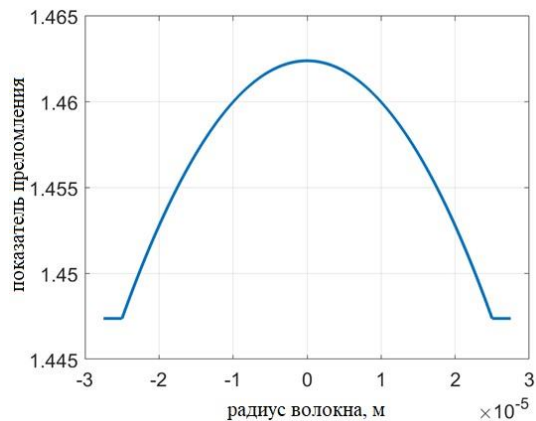


Рис. 1. Профиль показателя преломления исследуемого оптического волокна.

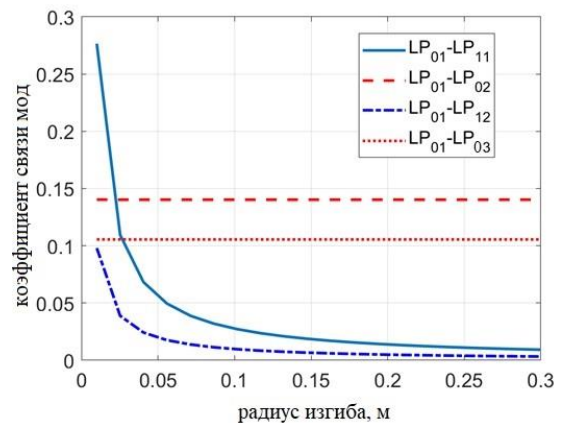


Рис. 2. Зависимости коэффициентов связи мод от радиуса изгиба оптического волокна.

Проведенные расчеты показали, что с уменьшением радиуса изгиба связь мод разных азимутальных порядков резко возрастает. При этом связь мод одного азимутального порядка практически не зависит от радиуса изгиба волокна. Для идеально прямого оптического волокна связь между модами разного азимутального порядка отсутствует, но даже слабая кривизна оптического волокна приводит к ее возникновению.

Литература

- [1] P.P. Mitra, J.B. Stark, *Nature* **411**, 1027-1030 (2001)
- [2] J.M. Kahn, P.H. Keang, *Nature* **411**, 1007-1010 (2001)
- [3] R.J. Essiambre, G.J. Foschini, et al, *Physical review letters* **101(16)**, 163901-1-4 (2008)
- [4] R.J. Essiambre, G.J. Foschini, et al,
<https://www.researchgate.net/publication/241159582> Capacity Limits of Fiber-Optic Communication Systems
- [5] A.D. Ellis, J. Zhao, D. Cotter, *Journal of lightwave technology* **28(4)**, 423-433 (2010)
- [6] R.J. Essiambre, G. Kramer, et al, *Journal of Lightwave Technology* **28(4)**, 662-701 (2010)
- [7] A. Amphawan, *Optical Engineering* **50(10)**, 102001-1-102001-6 (2011)

Генерация поверхностных плазмон-поляритонов в углеродной нанотрубке с токовой накачкой

**И.О. Золотовский^{1,2}, С.Г. Моисеев^{1,2,3,*}, А.С. Кадочкин^{1,2},
Ю.С. Дадоев^{1,3}, Ф.Ф.Л. Бендивенья³**

¹Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

²Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва, Россия

³Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Ульяновск, Россия

⁴Lab-STICC, ENIB, Brest, France

*E-mail: moiseev@ulsu.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.213-214

В настоящей работе предложена модель наноразмерного генератора поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) на основе одностенной углеродной нанотрубки (УНТ), в которой реализован механизм усиления посредством прямой передачи энергии от постоянного электрического тока накачки, протекающего по УНТ, к электромагнитной волне (волне ППП). Подобный принцип хорошо известен в СВЧ технике (лампа бегущей волны и др.) [1]. Эффективность взаимодействия тока и плазмонной волны высока при выполнении условия фазового синхронизма, то есть когда фазовая скорость ППП волны и дрейфовая скорость носителей заряда примерно одинаковы. Основные положения предлагаемой схемы усиления ППП в изолированной УНТ, находящейся в воздухе (вакууме) вдали от границ раздела сред, изложены в нашей работе [2]. В настоящей работе определены условия усиления в более реалистичных условиях – при наличии подстилающей среды. Обратная положительная связь в УНТ реализуется за счет рассеяния усиленной ППП волны на периодическом потенциале, связанным с пространственной модуляцией диэлектрической проницаемости подложки.

Наличие подложки оказывает существенное влияние на эффективный показатель преломления ППП в УНТ. На рис. 1(а) представлены дисперсионные зависимости ППП в одностенной УНТ для различных значений показателя преломления подстилающей среды (поглощением в подстилающей среде пренебрегается). Видно, что постоянная распространения и коэффициент поглощения возрастают с увеличением частоты ППП и показателя преломления подложки. На рис. 1(б) показано распределение поля вблизи УНТ на подложке при различных значениях показателя преломления последней. Можно видеть, что с увеличением показателя преломления степень локализации поля увеличивается со смещением максимума к поверхности подложки. Эти свойства ППП позволяют контролировать эффективный показатель преломления ППП в УНТ путем модулирования оптических свойств подложки.

Расчеты показывают, что согласование дрейфовой скорости носителей тока накачки (около 10^6 м/с [3]) и фазовой скорости ППП упрощается в структуре с подстилающей средой, имеющей более высокий показатель преломления. Для кремниевой подложки условие усиления ППП за счет энергии носителей тока накачки реализуется в полосе частот вблизи частоты 2.4×10^{14} с⁻¹. На частоте 3.5×10^{14} с⁻¹ эффективный коэффициент усиления ППП (превышение усиления над материальными потерями) достигает значения 2×10^8 м⁻¹, что значительно превышает величину коэффициента потерь 0.6×10^8 м⁻¹.

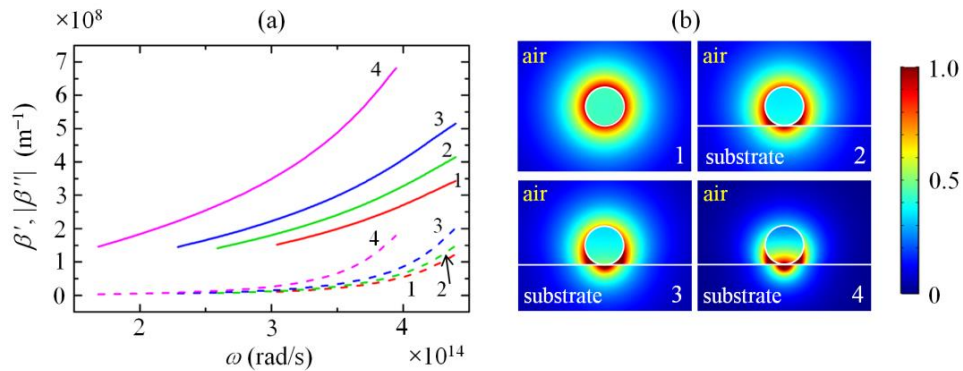


Рис. 1. (a) Частотная зависимость постоянной распространения β' (сплошные линии) и коэффициента материальных потерь $|\beta''|$ (пунктирные линии) ППП в УНТ на подложке с показателем преломления: (1) $n = 1$ (воздух), (2) $n = 1.46$ (SiO_2), (3) $n = 1.99$ (Si_3N_4), (4) $n = 3.4$ (Si). (b) Распределение модуля напряжённости электрического поля вблизи УНТ на частоте $3.7 \times 10^{14} \text{ c}^{-1}$. Параметры УНТ: диаметр 10 нм, концентрация свободных носителей заряда 10^{12} см^{-3} .

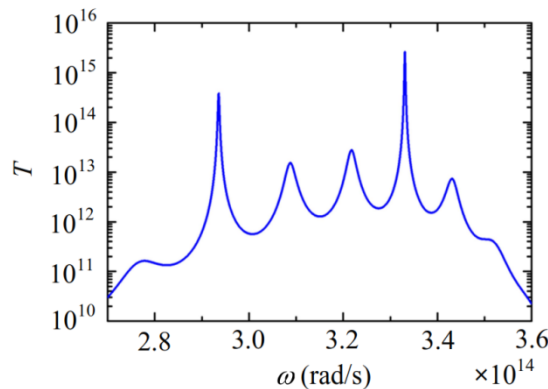


Рис. 2. Частотная зависимость коэффициента пропускания УНТ для периода модуляции показателя преломления подложки 10 нм на длине 100 нм.

В приближении неистоимой токовой накачки динамика распространения прямой и обратной ППП волн в УНТ с периодическим потенциалом описывается системой уравнений для лазеров с распределенной обратной связью [4], записанной с учетом усиления ППП в направлении дрейфа носителей тока накачки. Расчетные значения коэффициента пропускания УНТ представлены на рис. 2. Наиболее интенсивные плазмонные моды наблюдаются вблизи частот $2.92 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$ и $3.32 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$. Высокие значения коэффициента усиления ($\sim 10^8 \text{ м}^{-1}$) обеспечивают резонансное усиление ППП даже при небольшой амплитуде модуляции показателя преломления подстилающей среды.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (проекты 0004-2019-0002, 0830-2020-0009, 075-00629-19-00), Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 18-29-19101, 19-42-730010).

Литература

- [1] Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов. *Лекции по СВЧ электронике для физиков. Том 1.* (М: Физматлит, 2003)
- [2] A.S. Kadochkin, S. G. Moiseev et al, *Optics Express* **25**, 27165-27171 (2017)
- [3] K. Liu, J. Deslippe et al, *Nat. Nanotechnol.* **7** 325–329 (2012)
- [4] A. Yariv, P. Yeh, *Optical Waves in Crystals* (Wiley: New York, 1984)

Молодежная конференция
«Оптические и информационные
технологии»

Интерферометрическое исследование сверхзвуковой газовой мишени для лазерного ускорения электронов

С.А. Бычкова

*Новосибирский государственный технический университет
Институт лазерной физики СО РАН*

E-mail: sonya.bychkova@mail.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.216-217

В последние десятилетия ведется активное исследование различных режимов кильватерного ускорения электронов, что обусловлено перспективами создания ускорителей электронов нового поколения, более компактных и менее затратных по сравнению с традиционными линейными и циклическими ускорителями [1,2]. В ИЛФ СО РАН, в лаборатории физики лазеров сверхкоротких импульсов создается установка для лазерно-кильватерного ускорения электронов. Для процесса ускорения частиц необходимо контролировать параметры струи газа и лазерного излучения [3]. Поэтому распределение плотности газа в сверхзвуковой струе необходимо измерять с высокой точностью, обычно для этого используется интерферометрический способ. В данной работе анализируется точность интерферометрических измерений плотности газа интерферометрами Маха - Цендера и с бипризмой Френеля, сравниваются методы восстановления распределений плотности из интерферограмм, представлено интерферометрическое исследование и анализ характеристик сверхзвуковых струй азота, генерируемых двумя соплами Лавалья с разными критическими сечениями.

Звуковая струя азота создавалась звуковым соплом, помещенным в вакуумную камеру. Вакуумную камеру откачивали до 10^{-3} мбар. Сопло работало в импульсном режиме. CCD-камера регистрировала интерференционную картину и была синхронизована с клапаном. Импульсная струя работала под давлением 10 бар. Источником света для интерферометра служил Nd:YAG лазер непрерывного режима с длиной волны 532 нм и мощностью 100 мВт.

Восстановление фазовой картины струи выполнялось по двум интерферограммам: струи и фона, с использованием методов прямого и обратного преобразований Фурье для выделения фазовых искажений. Затем из восстановленной фазовой картины восстанавливались распределения плотности газа в струе двумя способами: 1) с применением обратного преобразование Абеля и 2) с разложением радиальных распределений плотности по гипергауссовым функциям [3].

Для обработки интерферограмм, использовалась программа, написанная на языке программирования python.

Исследования интерферограмм сверхзвуковых и звуковых струй азота показали, что звуковые колебания, которым подвержен интерферометр Маха-Цендера, отсутствуют в интерферометре с бипризмой. Поэтому точность и воспроизводимость восстановления фазовой картины объекта в последнем случае возрастают. Сравнив два метода восстановления плотности газа в струе, выяснили, что методы, в пределах допустимой погрешности, дают одинаковый результат. Метод с разложением радиальных распределений плотности по гипергауссовым функциям позволяет получить полностью симметричное

распределение плотности газа осесимметричного объекта – струи. Исследовались сверхзвуковые струи азота, формируемые сверхзвуковыми соплами Лаваля с выходными диаметрами 1.5 и 1.7 мм, критическими диаметрами d_{cr} 350 и 750 мкм и углом раствора 14° . Изучение радиальных распределений плотности газа в сверхзвуковых струях (рис. 1.) показало, что струя, генерируемая соплом Лаваля с $d_{cr}=750$ мкм, в центральной области которой распределение плотности газа почти не меняется, лучше подходит в качестве мишени для изучения лазерного ускорения частиц.

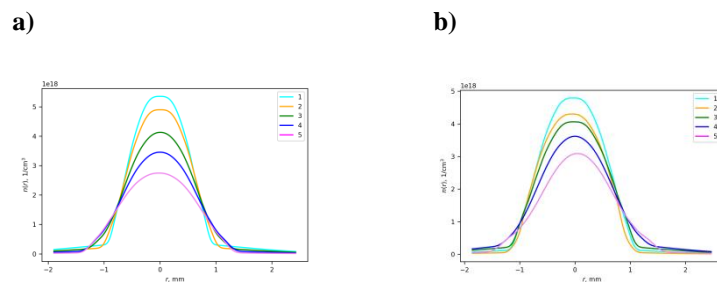


Рис. 1. Радиальные распределения плотности газа в сверхзвуковой струе на различных расстояниях от выхода сопел Лаваля с $d_{cr}=350$ мкм (a) и $d_{cr}=750$ мкм (b); расстояние от поверхности сопла (мм): 1 – 0, 2 – 0.32, 3 – 0.64, 4 – 0.97, 5 – 1.29.

Литература

- [1] E. Esarey, C. B. Schroeder, W. P. Leemans, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1229–1285 (2009).
- [2] F. Albert, A. G. R. Thomas, S. P. D. Mangles et al., *PFCF* **56**, 084015 (2014).
- [3] S.V. Avtaeva, K.V. Gubin, V.I. Trunov, P.V. Tudev, *JOSA A*, **36**(5), pp. 910-917 (2019).

Научный руководитель – док. физ.-мат. наук С.В. Автаева

Расчет плазмонного резонанса в квазистатическом приближении

А.Е. Веревкин

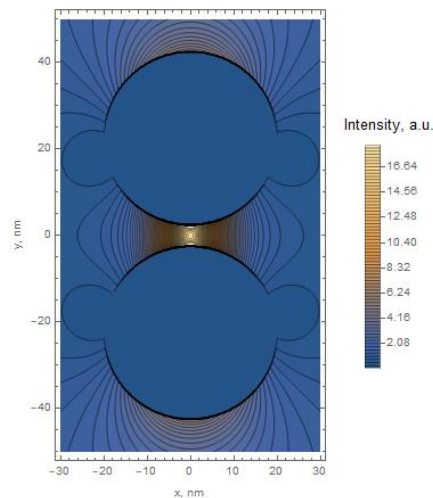
Институт автоматики и электрометрии СО РАН

E-mail: novem3094@gmail.com

DOI: 10.31868/RFL2020.218

В настоящее время плазмоны – поверхностные электромагнитные волны на границе металла и диэлектрика – нашли применение в различных областях физики: в оптике, биофизике, электронике. При рассеянии волны на наночастицах возбуждается плазмон, что приводит к значительному локальному усилению электромагнитного поля, которое затем можно использовать.

Цель данной работы состоит в нахождении аналитического решения уравнений Максвелла для рассеяния электромагнитной волны на двух параллельных цилиндрах. Если диаметры цилиндров и зазор между ними много меньше длины волны, в нулевом приближении можно перейти от уравнения Гельмгольца к уравнению Лапласа. Для выполнения граничных условий используется конформное преобразование плоскости, приводящее задачу к биполярной системе координат. Найдены решения для различных значений диэлектрической проницаемости и диаметров цилиндров. Получены условия для появления плазмонных резонансов. Проведены сравнения аналитических расчётов с численными методами.



Литература

[1] P. E. Vorobev. «». Journal of Experimental and Theoretical Physics vol. 110, no. 2, (2010).

Научный руководитель – д-р физ.-мат. наук, проф., Шапиро Д.А.

Моделирование рассеяния бесселевых пучков малыми частицами с помощью метода дискретных диполей

С.А. Глухова

*Институт химической кинетики и горения СО РАН
Новосибирский государственный университет*

E-mail: stefgluhova@gmail.com

DOI: 10.31868/RFL2020.219-220

Бесселевы пучки (БП), принадлежащие к классу недифрагирующих пучков, набирают все большую популярность в таких областях, как микроскопия, манипулирование частицами (наиболее известное применение – оптический пинцет), лазерная обработка материалов, квантовая обработка информации, нелинейная спектроскопия [1,2]. Хотя рассеяние этих пучков частицами простой формы, такими как шар или сфероид, уже рассматривалось в литературе, для сложных частиц такое рассеяние моделируется редко. Метод дискретных диполей (МДД) является численно точным методом моделирования рассеяния и поглощения электромагнитных волн частицами произвольной формы и внутренней структуры [3]. Данный метод основан на объемной дискретизации интегральных уравнений Максвелла в частотной области. В общем, МДД и соответствующий компьютерный код применимы для произвольных падающих полей. Однако, практическое моделирование для любых падающих пучков доступнее, если они встроены непосредственно в компьютерную программу. Таким образом, основной целью этой работы является реализация БП в программном пакете с открытым кодом ADDA [4].

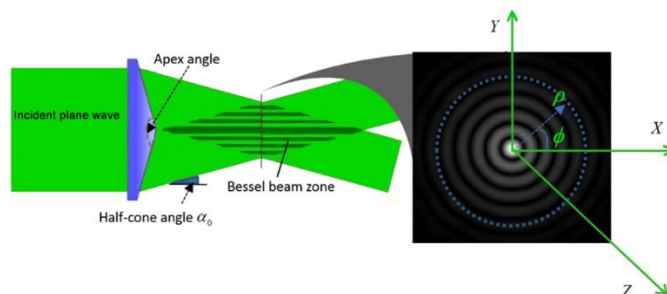


Рис. 1. Схема генерации бесселева пучка 0-го порядка с помощью конической линзы (аксикона) [5].

В данной работе формализм матриц Мюллера, используемый в большинстве методов и программ (включая ADDA), был расширен для всех типов БП. Для этого были определены две базисные поляризации для каждого типа БП, связанные друг с другом поворотом на угол $\pi/2$, и дополнительным сдвигом фазы, возникающим ввиду вихревых свойств БП. Также, были введены новые типы БП, поляризации которых позволяют реализовать осесимметричные типы БП. Далее, соотношения вращения были обобщены для произвольного угла поворота. Таким образом, была расширена существующая классификация БП и их поляризаций с акцентом на поворотные соотношения между ними. Все выбранные типы БП были реализованы в ADDA. Результаты моделирования, полученные в данной работе, хорошо согласуются с эталонными результатами для обобщенной теории Лоренца-Ми. В итоге, теперь всем доступно

моделирование рассеяния БП произвольными частицами, включая матрицы рассеяния.

Литература

- [1] Wang J.J. et al. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* Vol. 195. P. 8–17 (2017)
- [2] Stoian R. et al. *Advanced Optical Technologies.* Vol. 7, № 3. P. 165–174. (2018)
- [3] Yurkin M.A., Hoekstra A.G. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* Vol. 106, № 1–3. P. 558–589. (2007)
- [4] Yurkin M.A., Hoekstra A.G. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* Vol. 112, № 13. P. 2234–2247. (2011)
- [5] Wang J.J. et al. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* Vol. 184. P. 218–232. (2016)

Научный руководитель – канд. физ.-мат. наук. М. А. Юркин.

Развитие приближения Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна для ускорения метода дискретных диполей

К.Г. Инжеваткин

*Институт химической кинетики и горения им. В.В. Воеводского СО РАН
Новосибирский государственный университет*

E-mail: k.inzhevatin@yandex.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.221

Метод дискретных диполей (МДД) предназначен для моделирования рассеяния произвольных гармонических электромагнитных волн на частицах различной формы и внутренней структуры [1]. Отрицательной стороной МДД является значительное время вычислений, что усугубляется частыми требованиями большого количества запусков с различными параметрами рассеивателя. Последнее актуально при решении обратных задач (характеристика отдельной частицы по рассеянному полю), когда используется предварительно рассчитанная база данных индикатрис (до миллиона элементов). В биологических применениях МДД мы обычно имеем дело с большими оптически мягкими частицами, т.е. $|m - 1| \ll 1$ и $x \gg 1$, где m – относительный показатель преломления, $x = kR$ – размерный параметр, k – волновой вектор, R – радиус частицы. В связи с этим актуальна задача ускорения МДД для таких частиц. Наиболее трудоемкой частью МДД является решение системы линейных уравнений. Время работы зависит от начального электрического поля внутри частицы, и важно выбрать для него как можно более точный вариант среди тех, которые можно получить с небольшими дополнительными вычислениями.

Для решения данной задачи мы предлагаем модифицированное приближение Венцеля-Крамерса-Бриллюэна (ВКБп). Оно учитывает не только фазовую задержку падающей волны в среде, но и преломление луча на границе рассеивателя. Цель – компенсировать ошибки порядка $x(m - 1)^2$, поскольку ошибки порядка $x(m - 1)$ устраняются стандартным ВКБ [2,3] а обработка ошибок порядка $(m - 1)$ потребует полной трассировки лучей. Наш теоретический анализ раскрывает масштабирование различных оптических явлений (преломление, отражение, фокусировка лучей) с m и x , что обосновывает алгоритм ВКБп (добавляются незначительные поправки). Первые результаты моделирования для шаров показывают, что ВКБп работает как задумано (с точки зрения масштабирования), и улучшает как точность внутренних полей, так и время моделирования МДД.

Литература

- [1]. Yurkin M.A., Hoekstra A.G. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2007. Vol. 106, № 1–3. P. 558–589.
- [2]. Лопатин В.Н., Шепелевич Н.В. *Опт. и спектр.* 1996. Т. 81, № 1. С. 115–118.
- [3]. Klett J.D., Sutherland R.A. *Appl. Opt.*, АО. 1992. Vol. 31, № 3. P. 373–386.

Научный руководитель – канд. физ.-мат. наук М.А. Юркин

Моделирование спектроскопии характеристических потерь энергии электронами и катодолюминесценции методом дискретных диполей

А.А. Кичигин

*Институт химической кинетики и горения СО РАН
Новосибирский государственный университет*

**E-mail: alkichigin@gmail.com*

DOI: 10.31868/RFL2020.222-223

Спектроскопия характеристических потерь энергии электронами (electron-energy-loss spectroscopy – EELS) является экспериментальной техникой – расширение для стандартного электронного микроскопа. На область расположения наночастицы направлен пучок релятивистских электронов, и измеряются потери кинетической энергии этими электронами после взаимодействия с частицей, для каждого положения луча строится спектр потерь (спектр EELS). При облучении быстрыми электронами частица начинает светиться – это явление называется катодолюминесценцией (cathodoluminescence – CL). Интенсивность излучения от частицы также измеряется и строится спектр CL. EELS и CL широко используется для исследования плазмонных наночастиц, поскольку те демонстрируют уникальные оптические свойства, вызванные наличием локализованных плазмонных резонансов (ЛПР). Использование электронного пучка позволяет обнаружить ЛПР на сечении частицы с погрешностью менее 1 нм, что является недостижимым результатом для оптических методов из-за дифракционного предела. Метод дискретных диполей (discrete dipole approximation – DDA) является численно точным методом для моделирования взаимодействия э/м волн с частицами произвольной формы и внутренней структуры. Он основан на объемном интегральном уравнении (ОИУ) в частотной области [1].

Данная работа посвящена реализации моделирования EELS и CL при помощи DDA. Все теоретические выводы основаны на решении ОИУ через тензор Грина. В частности, выражения для напряженности электрического поля релятивистского электрона получены интегралом с тензором Грина вдоль траектории электрона. В том числе было получено выражение для потерь энергии электроном, движущимся быстрее скорости света в непоглощающей среде (излучение Вавилова-Черенкова), которое совпало с известной формулой Франка-Тамма. Далее было получено общее выражение для дополнительных потерь энергии (из-за взаимодействия с частицей). Это общее выражение задается интегралом по объему частицы (очень удобно вычислять в DDA) и верно не только для нахождения частицы в вакууме, но и в произвольной (даже поглощающей) среде, что является новым результатом. Моделирование EELS и CL согласно полученным формулам реализовано в открытом ПО ADDA [2]. На Рис. 1 приведено сравнение результатов моделирования спектров с точным решением.

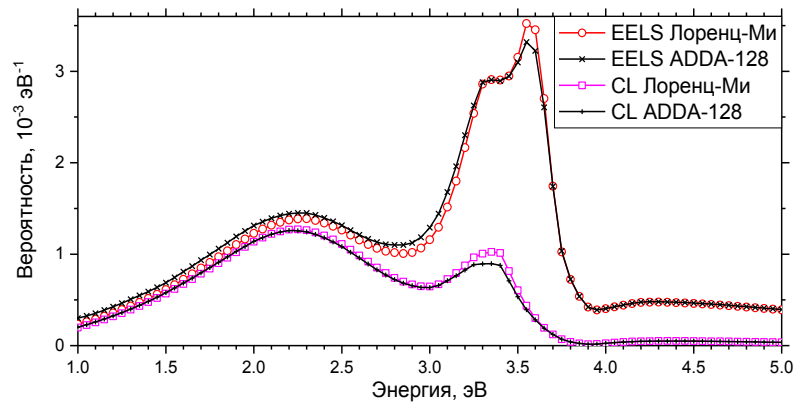


Рис. 1. Спектры EELS и CL, полученные точным решением по теории Лоренца-Ми и моделированием в ADDA (решетка по 128 диполей на ось). Электрон с энергией 100 кэВ пролетает в вакууме в 100 нм от центра серебряного шара радиусом 75 нм.

На Рис. 2 по результатам моделирования визуализирован ЛПР.

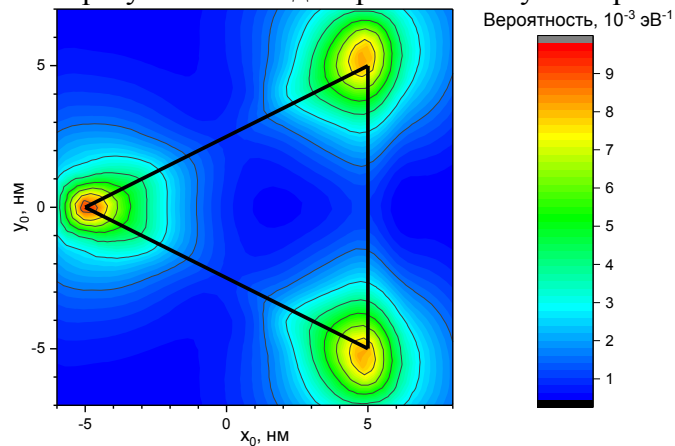


Рис. 2. Моделирование EELS в ADDA (решетка по 60 диполей на ось). Серебряная призма толщиной 5 нм (в основании треугольник с высотой 10 нм) сканируется электроном с энергией 100 кэВ на резонансной для этой призмы энергии 2.633 эВ.

Литература

- [1] M.A. Yurkin and M.I. Mishchenko, Phys. Rev. A 97, 043824 (2018)
- [2] M.A. Yurkin and A.G. Hoekstra, JQSRT **112**, 2234–2247 (2011)

Научный руководитель – канд. физ.-мат. наук М. А. Юркин

Резонансы электромагнитно-индуцированных прозрачности и абсорбции в двухчастотном эллиптически поляризованном световом поле

Д.В. Коваленко^{1,2,*}, М.Ю. Басалаев¹⁻³,
В.И. Юдин¹⁻³, А.В. Тайченачев^{1,2}

¹Институт лазерной физики СО РАН

²Новосибирский государственный университет

³Новосибирский государственный технический университет

*E-mail: dvk.laser@vandex.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.224-225

В современной лазерной спектроскопии большой интерес представляют нелинейные интерференционные эффекты, основанные на атомной когерентности. Примером таких эффектов являются резонансы электромагнитно-индуцированных прозрачности (ЭИП) [1] и абсорбции (ЭИА) [2]. Первый тип резонанса обусловлен явлением когерентного пленения населенностей (КПН) [3], когда электромагнитное поле перестает взаимодействовать с атомной средой; при этом формируется долгоживущее когерентное (темное) состояние и наблюдается сверхузкий провал в сигнале поглощения. В свою очередь, физической причиной резонанса ЭИА, обратного по знаку резонансу ЭИП, является спонтанный перенос анизотропии (включая низкочастотную зеэмановскую когерентность) из возбужденного состояния атома в основное [4]. Главной особенностью таких резонансов является их ширина, которая может быть намного меньше естественной и достигать сотен и даже единиц герц. Благодаря этому они находят множество значимых приложений в области квантовой метрологии, нелинейной оптики, оптических коммуникаций, и др.

В настоящее время, благодаря различным экспериментальным и теоретическим исследованиям сложилась классификация дипольных переходов атомов по знаку резонанса (ЭИП или ЭИА) в режиме слабого насыщения атомного перехода. “Темными” являются переходы типа $F_g = F \rightarrow F_e = F$ и $F_g = F \rightarrow F_e = F - 1$ (где F_g и F_e есть полные угловые моменты атома в основном и возбужденном состояниях соответственно), на которых наблюдаются резонансы ЭИП. “Яркие” переходы – это переходы типа $F_g = F \rightarrow F_e = F + 1$, на которых формируются ЭИА. В частности, в работе [5] эта классификация была теоретически обоснована в рамках теории возмущений для двухчастотной конфигурации поля из двух сонаправленных волн с произвольными эллиптическими поляризациями.

В настоящей работе, мы обобщаем полученные в публикации [5] результаты на случай сильного поля, когда теория возмущений неприменима. Для этого нами рассматривается модель атомной среды с переносом анизотропии и без неё. Было показано, что эту задачу можно свести к уравнениям на матрицу плотности с коэффициентами, периодически зависящими от времени. Применяя метод построения динамического стационарного состояния [6], мы рассчитали периодический сигнал поглощения для различных параметров светового поля и значений угловых моментов F_g и F_e . В результате, была подтверждена ранее сложившаяся классификация замкнутых дипольных переходов по знаку сверхузкого резонанса вне зависимости от интенсивностей световых волн.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научных проектов № 19-32-90181 и № 20-02-00505, гранта Президента Российской Федерации (МК-161.2020.2) и фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (проект № 19-1-1-67-2).

Литература

- [1] G. Alzetta, A. Gozzini et al, *Nuovo Cim. B* **36**, 5-20 (1976).
- [2] A.M. Akulshin, S. Barreiro, A. Lezama, *Phys. Rev. A* **57**, 2996-3002 (1998).
- [3] E. Arimondo, G. Orriols, *Lett. Nuovo Cim.* **17**, 333-338 (1976).
- [4] A.V. Taichenachev, A.M. Tumaikin, V.I. Yudin, *Phys. Rev. A* **61**, 011802 (1999).
- [5] Д.Б. Лазебный и др., *ЖЭТФ* **148**, 1068-1085 (2015).
- [6] V.I. Yudin, A.V. Taichenachev, M.Yu. Basalaeв, *Phys. Rev. A* **93**, 013820 (2016).

Научный руководитель – д-р. физ.-мат. наук В.И. Юдин.

Терагерцовая система «накачка-зондирование» на Новосибирском ЛСЭ для измерения временной динамики релаксации в примесном полупроводнике

**В.Д. Кукотенко^{1,2,*}, Ю.Ю. Чопорова^{1,3}, Н.Д. Осинцева^{1,3},
Р.Х. Жукавин⁴, К.А. Ковалевский⁴, Б.А. Князев^{1,3}**

¹*Институт ядерной физики Г. И. Будкера СО РАН*

²*Новосибирский государственный технический университет*

³*Новосибирский государственный университет*

⁴*Институт физики микроструктур СО РАН*

*E-mail: kukotenkova@yandex.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.226-227

Полупроводники известны во всем мире своим широким спектром применения. Быстродействие детекторов на их основе определяется временами релаксации. Детекторы на основе германия с различными примесями распространены, например, в астрономических исследованиях. Добавление примеси (As, Ga, Sb) ведёт к замещению одного из атомов германия в кристаллической решетке на атом примеси, причем ее электроны образуют водородоподобную модель. Исследование такой модели интересно как в рамках фундаментальной науки, так и для применений.

Времена релаксации возбужденных состояний примеси в германии при низких температурах лежат в терагерцовой области спектра. Для их измерения была применена система «накачка-зондирование», с использованием Новосибирского лазера на свободных электронах (ЛСЭ) как источника излучения. Новосибирский ЛСЭ генерирует монохроматическое излучение с перестраиваемой длиной волны в диапазоне 5-240 мкм.

В основе принципа «накачка-зондирование» лежит разделение лазерного пучка на более мощный импульс накачки, который возбуждает определенный энергетический переход в образце, и на импульс зондирования, который проходит через оптическую задержку и детектирует временную характеристику прозрачности образца. Образец, германий допированный мышьяком, был помещён в проточный гелиевый криостат и имел температуру 4К. На время прохождения импульса ЛСЭ длительностью 100 пс образец становился прозрачным, т.к. носители примеси переходят в возбужденное состояние. Далее его прозрачность уменьшалась пропорционально релаксации носителей заряда. На Рисунке 1 показана зависимость сигнала от времени задержки при разных мощностях. Видно, что сигнал хорошо описывается экспоненциальной функцией. В таком случае показатель экспоненты соответствует времени релаксации соответствующего энергетического перехода.

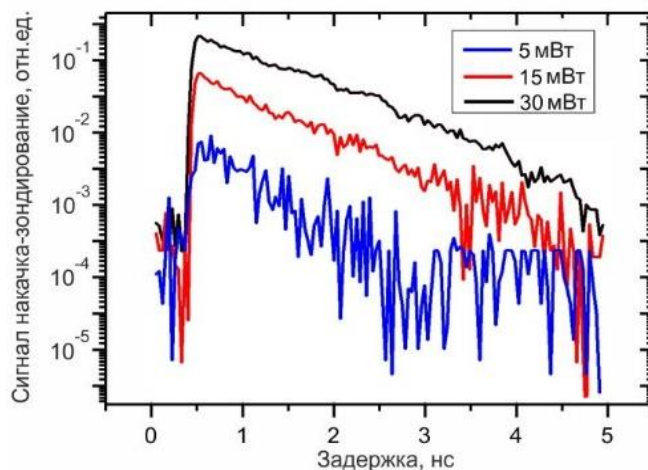


Рис. 1. Зависимость мощности сигнала в канале зондирования от времени задержки. $P_{\text{зондирования}} = 0,8 \text{ мВт}$, $\lambda = 140 \text{ мкм}$, $T = 4\text{К}$.

В качестве детектора был использован оптоакустический детектор ячейка Голея. Для увеличения соотношения сигнал/шум была применена синхронная схема детектирования с частотой 15 Гц, которая обусловлена максимальной чувствительностью ячейки Голея.

В докладе будут представлены результаты исследований релаксационной динамики возбужденных носителей в n-Ge:As.

Генерация закрученных и векторных пучков в терагерцовом диапазоне

Ю.Ю. Чопорова^{1,2}, Н.Д. Осинцева^{1,2,*}, В.С. Павельев^{3,4},
К.Н. Тукмаков^{3,4}, Б.А. Князев^{1,2}

¹Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН

²Новосибирский государственный университет

³Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева

⁴Институт систем обработки изображений РАН – ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

*E-mail: natalyaosintseva@gmail.com

DOI: 10.31868/RFL2020.228-229

В последние годы значительно возрос интерес к пучкам, обладающим орбитальным угловым моментом (ОУМ), или «закрученным» пучкам. Благодаря превосходной стабильности передачи, бесселевы и закрученные пучки особенно полезны для использования в беспроводных коммуникационных системах. Известно, что комбинацию таких пучков, распространяющихся в свободном пространстве, можно использовать для создания мультиплексного коммуникационного канала передачи данных [1]. Такая возможность была продемонстрирована экспериментально в видимом [2], радиочастотном [3] и миллиметровом диапазонах. Можно предположить, что аналогичным образом можно создать и мультиплексные проводные коммуникационные системы, например плазмонные. В этом случае сигнал будет передаваться по цилиндрическим проводникам с помощью поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) несущих ОУМ. В наших работах уже была продемонстрирована возможность генерации закрученных пучков в терагерцовом (ТГц) диапазоне, а также предложена схема создания «идеальных» векторных закрученных пучков для генерации ППП на цилиндрах [4].

В качестве источника монохроматического ТГц излучения использовался Новосибирский лазер на свободных электронах (НЛСЭ). Для создания пучков заданной моды мы использовали дифракционные оптические элементы (ДОЭ). Гауссов пучок НЛСЭ трансформировался в моды Эрмитта-Гаусса (ЭГ) (1,0) и (0,1) [5] и Бесселя с топологическими зарядами $l = \pm 1, \pm 2$ [6]. В обоих случаях, генерации комбинированных закрученных и «идеальных» векторных закрученных пучков, использовалась схема Маха-Цендера (Рис. 1). Совмещение двух закрученных пучков дает их суперпозицию (Рис. 1 справа), что позволит передавать несколько сигналов на одной частоте.

Для генерации ППП, необходимо учитывать условие их возбуждения – наличие поляризации ортогональной к поверхности. В случае цилиндрического провода, поляризация должна быть радиальной. Для получения таких пучков в каждом из плеч генерировались ЭГ пучки (ДОЭ₁, ДОЭ₂ на рис. 1). ДОЭ и поляризация были установлены ортогонально друг другу. В результате суперпозиции ЭГ пучков была получена мода Лагерра-Гаусса, освещающая закручивающий элемент ДОЭ₃ (врезка). Для обеспечения постоянного диаметра пучка вне зависимости от его топологического заряда использовалась кремниевая линза в качестве Фурье-преобразователя (ДОЭ₃ и линза на врезке добавлялись к схеме интерферометра). Экспериментально были получены «идеальные» векторные пучки с закрученностью -1.

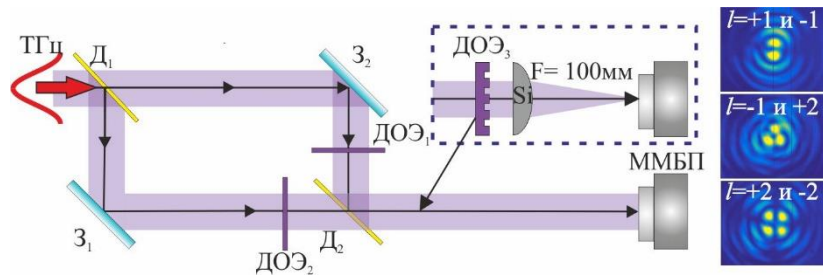


Рис. 1. Экспериментальная схема Маха-Цендера для генерации комбинированных закрученных и «идеальных» векторных закрученных пучков (врезка): D_1 , D_2 - пленочные светоделители, Z_1 , Z_2 - зеркала, $ДОЭ_1$, $ДОЭ_2$, $ДОЭ_3$ - ДОЭ для генерации пучков ЭГ и бесселевой моды с топологическими зарядами $l = \pm 1, \pm 2$. Справа: комбинированные закрученные пучки (эксперимент)

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (грант № 19-12-00103). Эксперименты выполнены в ИЯФ СО РАН с использованием оборудования ЦКП «СЦСТИ» на базе УНУ «Новосибирский ЛСЭ».

Литература

- [1] А. А. Алмазов, и др., *Оптический журнал* **72**(5), 45-54 (2005)
- [2] M. Krenn, et al., *New Journal of Physics* **16**(11), 113028 (2014).
- [3] F. Tamburini, et al., *New Journal of Physics* **14**(3), 033001 (2012)
- [4] Б. А. Князев и др., *Компьютерная оптика*, **43** (6), 992–1000 (2019)
- [5] A. N. Agafonov, et al., *Applied Optics* **54** 12, 3635-3639 (2015).
- [6] Yu. Yu. Choporova, et al., *Physical Review A* **96**(2), 023846 (2017).

Научный руководитель – канд. физ.-мат. наук Ю.Ю. Чопорова

Изучение влияния граничных эффектов на плазмонную силу между металлическими пластинами

А.К. Туснин^{1,*}, Л.Л. Фрумин^{1,2}, Д.А. Шапиро^{1,2}

¹Институт автоматизации и электрометрии СО РАН

²Новосибирский государственный технический университет

*E-mail: alexusnin@gmail.com

DOI: 10.31868/RFL2020.230-231

Использование светоиндуцированных сил для манипуляции микро- и нано-объектами имеет широкий спектр применений в различных областях, включая как Микро-Опто-Электро-Механические системы (англ. MOEMS) [1], изучение биологических и макро-молекулярных систем [2,3]. Одним из основных инструментов в этой области являются плазмонные силы [1], которые позволяют манипулировать диэлектрическими объектами. В 2011 году Нестеров и др. обнаружили новый тип светоиндуцированных сил, которые позволяют манипулировать металлическими микро- и нано-частицами [4]. Авторы обнаружили, что при возбуждении поверхностного плазмона между двумя металлическими пластинами, в зазоре возникает сила притяжения. В связи с этим, эта сила была названа плазмонной. Последующие теоретические работы исследовали влияние неточности юстировки и высших мод на величину силы, предполагая размер пластин и фронт падающего излучения бесконечными [5,6]. В данной работе мы рассматриваем эффекты конечной фокусировки и ширины пластин.

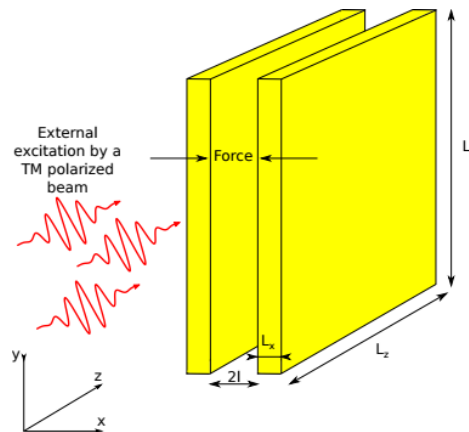


Рис. 1. Геометрия задачи. Падающее излучение имеет компоненту магнитного поля только вдоль оси y .

Мы рассматриваем две параллельные металлические пластины с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = \epsilon_1 + i \epsilon_2$ на расстоянии $2l$ друг от друга. Пренебрегая высотой (L_y) и толщиной (L_x) пластин и рассматривая только нормальное падение падающего излучения на переднюю грань (см. Рис. 1), мы изучали по отдельности эффекты цилиндрической (вдоль оси x), сферической (вдоль осей x и y) фокусировок, а так же влияние конечной ширины (L_z) пластин. Для расчёта возникающей силы мы интегрировали тензор натяжений Максвелла по внутренней поверхности пластин. Однако, для этого необходимо знать распределение электро-магнитного (ЭМ) поля внутри щели. Для расчёта ЭМ поля

мы использовали разложение на собственные функции, которое позволило нам свести уравнение гельмгольца на u -компоненту магнитного поля к системе линейных уравнений на амплитуды возбуждаемых мод.

В ходе расчётов было установлено, что цилиндрически сфокусированный пучок может возбуждать высшие моды внутри щели, что ведёт к уменьшению возникающей силы, так как лишь фундаментальная мода вызывает притяжение. Расчёт в случае сферической фокусировки был произведён для субволновой ширины щели, когда лишь фундаментальная мода существует в резонаторе. Было показано, что сила пропорциональна ширине пучка. При анализе влияния ширины пластин мы рассматривали фундаментальные моды, распространяющиеся вдоль и против направления падения. Было получена резонансная зависимость силы от ширины пластин при разных значениях ширины щели. В случае очень узкой щели резонансное значение силы может быть больше, чем для бесконечно больших пластин, однако резонансы в этом случае очень узкие. С увеличением ширины щели, резонансы сглаживаются и сила равномерно растёт с увеличением ширины пластин.

Полученные результаты могут быть использованы для подготовки и реализации эксперимента по измерению плазмонной силы с использованием средств микрофабрикации.

Литература

- [1] M.E. Motamedi, *Optical Engineering* **33(11)**, 3505–3518 (1994)
- [2] A. Ashkin and J.M. Dziedzic, *Science* **235**, 1517–1520 (1987)
- [3] D.G. Grier, *Nature* **424**, 810-816 (2003)
- [4] V. Nesterov, L. Frumin and E. Podivilov, *EPL* **94**, 64002 (2011)
- [5] L.L. Frumin, A.K. Tusnin, O.V. Belai, D.A. Shapiro, *Opt. Express* **25**, 31801-31809 (2017)
- [6] A. Tusnin, D. Shapiro, *OSA Continuum* **1**, 384-391 (2018)

Научный руководитель – доктор физ.-мат. наук Д.А. Шапиро

Исследование шумов фемтосекундного волоконного эрбиевого лазера для оптимизации характеристик фемтосекундного синтезатора частот на его основе

А.А. Филонов^{1,*}, Н.А. Коляда¹, В.С. Пивцов^{1,2}

¹*Институт лазерной физики СО РАН*

²*Новосибирский государственный технический университет*

*E-mail: aa.filonov@mail.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.232-233

В последнее время все большее внимание уделяется прецизионным системам на основе волоконных лазеров. Одним из перспективных направлений является разработка и исследование транспортируемых фемтосекундных волоконных синтезаторов частот (СЧ)[1-2]. В таких системах осуществляется перенос стабильности выходных частот оптических стандартов в радиодиапазон. Транспортируемые СЧ могут использоваться для космической навигации, внелабораторной метрологии и т.д. Одним из путей развития волоконных СЧ является улучшение параметров фемтосекундного волоконного лазера, который используется как задающий генератор.

В данной работе проведено исследование выходных параметров фемтосекундного волоконного эрбиевого лазера, который является частью фемтосекундного синтезатора частот. Исследуемый лазер имеет три волоконных выхода в разных частях резонатора. С каждого из выходов на межмодовой частоте лазера (82,6 МГц) регистрировался уровень фазовых шумов для частот отстройки от 1 Гц до 1 МГц. Измерения проводились в режиме синхронизации мод лазера при токах лазерного диода накачки (3SPPhotonics) 0.55А, 0.75А и 0.99А (минимальный, средний и максимальный токи при которых поддерживается синхронизация мод). Фазовые шумы регистрировались при помощи анализатора сигналов Keysight E5052B. В ходе работ определены параметры диодного лазера накачки, которым соответствует минимальный уровень фазовых шумов выходного излучения лазера. Также определено место вывода лазерного излучения из резонатора с минимальным уровнем фазовых шумов.

Следующим этапом работ было уменьшение уровня фазовых шумов выходного излучения за счет применения пассивной стабилизации волоконного лазера. При применении кожуха из оргстекла толщиной 8 мм и термо-звукоизолирующего материала удалось снизить уровень фазовых шумов излучения задающего лазера 15 – 25 дБн/Гц вблизи частот отстройки 3 Гц, 50 Гц, 150 Гц и на ~5 дБн/Гц на частотах 1 – 3 Гц.

В результате проведенных работ удалось снизить уровень фазовых шумов радиочастотных сигналов на выходе фемтосекундного синтезатора частот около 10 дБн/Гц на частотах отстройки от сотен Гц до сотен кГц. Кроме того определены оптимальные параметры диодного лазера накачки волоконного лазера для осуществления долговременной стабилизации частот волоконного СЧ.

Литература

- [1] S. N. Bagayev, V. I. Denisov, et al *Journal of Physics: Conf. Series*, **793**, 1-4 (2017)
- [2] Droste S., Ycas G., et al *Nanophotonics*. **5**, 196-213. (2016)

Научный руководитель – канд. физ.-мат. наук Н.А. Коляда

Исследование методом комбинационного рассеяния света влияния гидратации и состава смеси DOPC\DPPC\Chol на формирование микроскопических доменов

Д.В. Шамаева*, К.А. Окотруб, Н.В. Суровцев

Институт автоматизации и метрологии СО РАН

*E-mail: d.shamaeva@g.nsu.ru

DOI: 10.31868/RFL2020.234

Трехкомпонентная смесь DOPC\DPPC\Chol (DOPC - 1,2-диолеоил-sn-глицеро-3-фосфохолин, DPPC - 1,2-дипальмитоил-sn-глицеро-3-фосфохолин, Chol - холестерин), является популярной моделью при изучении фазового состава биологических мембран [1]. Интерес к гидратированным структурам DOPC\DPPC\Chol обусловлен тем, что в физиологических условиях мембраны находятся в водной среде. В данной работе спектроскопия комбинационного рассеяния света с изотопной меткой применяется для анализа фазового состава высушенных и гидратированных планарных структур DOPC\DPPC\Chol. Образцы планарных структур получены осаждением однослойных везикул из водной суспензии. В качестве изотопной метки используется дейтерированная форма фосфолипида DPPC. Исследованы составы: DOPC\DPPC\Chol = 1\1\1, DOPC\DPPC\Chol = 4\4\2, DOPC\DPPC\Chol = 3\5\2, DOPC\DPPC\Chol = 5\3\2. О

Для всех составов наблюдается сосуществование дейтерированной и протонированной фаз. В высушенных образцах домены одной фазы имеют размер от 1 мкм до 10 мкм по горизонтали и от 5 мкм до 10 мкм по вертикали. В гидратированных образцах вертикальный и горизонтальный размеры доменов не превышают нескольких мкм, за исключением образца DOPC\DPPC\Chol = 3\5\2, в локальной области которого есть область преобладания дейтерированной фазы размером около 15×15 мкм². В гидратированных образцах молекулы фосфолипидов более упорядочены, чем в высушенных образцах.

Литература

[1] Donaldson Jr. et al. *J. Phys. Chem. Lett.* **9**, 1528-1533. (2018)

Научный руководитель – канд. физ.-мат. наук К. А. Окотруб

Оглавление

Программа семинара	3
А.И. Маймистов, Е.И. Ляшко, Н.В. Быков. Поперечный угловой момент нелинейной волны на поверхности раздела топологического изолятора и метаматериала.	22
А.К. Сарычев, А.В. Иванов. Генерация электромагнитных мод в сверхузкой нанощели, образованной серебряными поверхностями.	24
L.L. Frumin, D.A. Shapiro. Sensitivity enhancement of plasmonic grating in near field.	26
A.A. Gelash, R.I. Mullyadzhanov, L.L. Frumin. Direct and inverse scattering transform algorithm for complex wave fields.	28
А.С. Берёза, Д.А. Шапиро. Уточненное борновское приближение для рассеяния электромагнитной волны наночастицами.	29
А.Д. Пряников. Фазовые дислокации в полых микроструктурированных световодах.	30
С.С. Федотов, Л.Н. Бутвина, А.Г. Охримчук. Пластическая деформация - природа прямой фемтосекундной лазерной записи волноводов в кристаллах YAG.	32
Г.К. Алагашев, В.П. Смаев, А.А. Гулин, А.Г. Охримчук. Роль диффузии ионов в прямой фемтосекундной лазерной записи в теллуридных стеклах.	34
В.В. Шелковников, Е.В. Васильев, Н.В. Васильева, С.В. Коротяев, И.Ю. Каргаполова, Н.А. Орлова. Полинг плёнок хромофор-полимер в поле коронного разряда при изменении температуры для создания наведенной оптической нелинейности хромофора.	36
Е.Ф. Мартынович. Нелинейные траектории интенсивности люминесценции единичных квантовых систем.	37
Pavel Sidorenko, Frank Wise. Ultrafast fiber amplifiers beyond the gain narrowing limit.	39

Pu Zhou, Wenchang Lai, Wei Liu, Can Li, Rongtao Su, Hu Xiao, Jinyong Leng, Pengfei Ma. High Power Narrow-Linewidth Fiber Lasers.	40
Chengbo Mou. Fiber Brewster gratings and their applications in ultrafast fiber lasers.	43
P. Peterka, P. Koška, A.A. Jasim, M. Grábner, J. Aubrecht, M. Kamrádek, O. Podrazký, I. Bartoň, F. Todorov, Nithyanandan Kanagaraj, I. Kašík and P. Honzátko. Novel geometries and layouts of double-clad fibers for fiber lasers.	45
С.С. Алешкина, М.Е. Лихачев. Yb-волоконные лазеры, излучающие в спектральном диапазоне около 0.98 мкм.	47
С.М. Попов, О.В. Бутов, А.П. Базакуца, М.Ю. Вяткин, А.А. Фотиади, Ю.К. Чаморовский. Искусственные рэлеевские волокна и их применение в лазерах.	49
В.А. Камынин, А.Д. Зверев, С.А. Филатова, А.И. Трикшев, Ю.Г. Гладуш, А.Г. Насибулин, В.Б. Цветков. Гантелевидные волоконные лазеры ультракоротких импульсов двухмикронного спектрального диапазона.	51
С.А. Филатова, В.А. Камынин, В.В. Колташев, Б.И. Галаган, С.Е. Сверчков, В.В. Дорофеев, С.Е. Моторин, В.Б. Цветков, Б.И. Денкер. Усиление спектрально-ограниченного импульсного излучения на длине волны 2.27 мкм в Tm ³⁺ теллуридном волокне.	53
А.А. Сурин, И.В. Шебаршина, А.А. Мольков, К.Ю. Прусаков. Одномодовая накачка мощного усилителя одномодового непрерывного узкополосного излучения на маломодовом активном иттербиевом волокне как метод повышения порога модовой нестабильности.	55
Р.В. Дробышев, И.А. Лобач, С.И. Каблуков. Характеризация динамических решеток инверсии населенности в иттербиевом волокне.	57
Е.К. Каширина, И.А. Лобач, С.И. Каблуков. Узкополосный линейно-поляризованный эрбиевый волоконный лазер с самосканированием длины волны вблизи 1.6 мкм.	59

- А.Д. Владимирская, И.А. Лобач, С.И. Каблуков.** Линейно-поляризованный гольмиевый волоконный лазер с самосканированием длины волны вблизи 2,09 мкм. 61
- А.А. Сурин, Н.В. Коваленко.** Эффект насыщения выходной мощности волоконных Er-Yb лазеров. 63
- А.А. Рыбалтовский, Д.С. Липатов, М.Е. Белкин, О.В. Бутов.** Одночастотный волоконный лазер с коротким резонатором, изготовленный на основе фоточувствительного Er/Yb фосфоросиликатного световода. 65
- М.И. Скворцов, А.А. Вольф, А.А. Власов, К.В. Проскурина, А.В. Достовалов, О.Н. Егорова, Б.И. Галаган, С.Е. Сверчков, Б.И. Денкер, С.Л. Семенов, С.А. Бабин.** 5-мм лазер с распределенной обратной связью на основе композитного Er³⁺ волоконного световода. 68
- Б.Н. Нюшков, А.В. Иваненко, С.В. Смирнов, С.М. Кобцев.** Гибридный волоконно-полупроводниковый лазер с электрооптическим ответвителем для генерации импульсов произвольной формы. 71
- Б.Н. Нюшков, С.В. Смирнов, А.В. Иваненко, А.Ю. Кутищева, И.И. Корель, С.М. Кобцев.** Эффект укорочения импульсов в активной среде Yb волоконных лазеров с синхронной модуляцией накачки. 73
- Н.А. Коляда, В.С. Пивцов, А.С. Дычков, С.А. Фарносов, С.А. Кузнецов, А.А. Филонов, Д.Ю. Примаков.** Стабилизация волоконного фемтосекундного синтезатора частот по оптическому стандарту частоты на основе одиночного иона иттербия. 75
- В.А. Бурдин.** Моделирование распространения ультракороткого импульса большой мощности в двулучепреломляющем одномодовом оптическом волокне. 77
- А.Д. Зверев, В.А. Камынин, С.А. Филатова, Ю.Г. Гладуш, А.Г. Насибулин, Б.И. Денкер, Б.И. Галаган, С.Е. Сверчков, В.Б. Цветков, С.Л. Семёнов.** Эрбиевый волоконный лазер с пассивной синхронизацией мод и частотой повторения импульсов 150 МГц. 79
- И.А. Волков, В.А. Камынин, С.Н. Ушаков, К.Н. Нищев, В.Б. Цветков.** Формирование волновых пакетов с большой энергией импульсов при генерации случайных импульсов в волоконных лазерах. 81

А.Ж. Сахабутдинов, В.И. Анфиногентов, О.Г. Морозов, В.А. Бурдин, А.В. Бурдин. Численное интегрирование системы связанных нелинейных уравнений Шредингера.	83
I. Kudelin, S. Sugavanam, M. Chernysheva. Real-time pulse dynamics in bidirectional mode-locked fibre lasers.	85
F. Sanchez, M. Kemel, A. Nady, G. Semaan, M. Salhi and A. Komarov. On the coherence of dissipative soliton resonance square pulses.	86
А.М. Смирнов, О.В. Бутов. Особенности пассивной синхронизации мод в волоконном высоколегированном иттербиевом лазере.	87
И.В. Жлуктова, В.А. Камынин, Н.Р. Арутюнян, А.С. Пожаров, А.И. Трикшев, С.А. Филатова, Е.Д. Образцова, В.Б. Цветков. Источник субпикосекундных импульсов видимого спектрального диапазона на основе иттербиевого волоконного лазера с гибридной синхронизацией мод.	89
И.О. Золотовский, Д.А. Коробко, В.А. Лапин, П.П. Миронов, Д.И. Семенцов, М.С. Явтушенко, Д.Г. Санников. Генерация сверхимпульсов в условиях модуляционной неустойчивости.	91
Y. Feng. Wavelength-agile fiber amplifiers for quantum technology.	95
A.A. Fotiadi, V.V. Spirin, J.L. Bueno-Escobedo, P. Mégret, D.A. Korobko, I.O. Zolotovskii. Stabilizing Brillouin Fiber Lasers.	96
V.L. Kalashnikov, S. Wabnitz. Spatiotemporal Mode-Locking in a Fiber Laser.	98
Д.С. Харенко, И.С. Жданов, М.С. Мишевский, А.Е. Беднякова. Усиление рамановских диссипативных солитонов в фосфоросиликатных оптических волокнах.	99
Ю.А. Мажирина, Л.А. Мельников, А.А. Сысолятин. Модуляционная неустойчивость и параметрическое усиление в световодах с изменяющейся по длине дисперсией.	101

- И.О. Золотовский, А.С. Кадочкин, В.А. Лапин, Д.Г. Санников, М.С. Явтушенко.** 103
Усиление частотно-модулированных волновых пакетов в среде с бегущей волной показателя преломления.
- М.Д. Гервазиев, Д.С. Харенко, И. Жданов, В.А. Гонта, Е.В. Подивилов, С.А. Бабин, С. Вабниц.** 106
Модовая декомпозиция лазерного излучения, распространяющегося в многомодовом волокне в режиме керровской самоочистки.
- А.Г. Кузнецов, С.И. Каблуков, Е.В. Подивилов, С.А. Бабин.** 109
Истощение накачки и чистка пучка при ВКР-генерации в многомодовом градиентном световоде.
- О.С. Сидельников, Е.В. Подивилов, С.А. Бабин, М.П. Федорук.** 110
Численное моделирование процесса самоочистки в многомодовом волокне с градиентным профилем показателя преломления при распространении волны накачки и стоксовой компоненты.
- А.В. Достовалов, М.И. Скворцов, А.А. Вольф, В.И. Лабунцов, О.Н. Егорова, С.Л. Семёнов, С.А. Бабин.** 112
Волоконный ВКР-лазер на основе 7-сердцевинного световода с перекрестной связью между сердцевинами.
- А.В. Гладышев, Ю.П. Яценко, А.Н. Колядин, И.А. Буфетов.** 114
Двухкаскадное рамановское преобразование 1030 → 1490 → 2680 нм чирпированных пикосекундных импульсов в револьверном световоде, заполненном дейтерием.
- Ю.А. Мажирина, Л.А. Мельников, А.И. Конюхов, А.А. Сысолятин, К.С. Гочелашвили³, Д. Венкитеш⁴, С. Саркар.** 116
ВРМБ в волокнах с W-профилем и периодическим изменением дисперсии вдоль волокна.
- Н.А. Николаев, А.А. Мамрашев, Г.В. Ланский, В.Д. Анцыгин, Ю.М. Андреев.** 118
Потенциал применения нелинейных кристаллов- сегнетоэлектриков КTiOPO₄, КTiOAsO₄ и KNbO₃ в миллиметровом диапазоне.
- Н.А. Николаев, А.А. Мамрашев, В.Д. Анцыгин, Г.В. Ланский, Ю.М. Андреев.** 120
Перспективы генерации терагерцового излучения в нелинейных кристаллах семейства боратов.

- О.С. Сидельников, А.А. Редюк, М.П. Федорук, С.К. Турицын.** 122
Применение свёрточных нейронных сетей для компенсации нелинейных эффектов в волоконно-оптических линиях связи со спектральным уплотнением каналов.
- С.А. Богданов, О.С. Сидельников, М.П. Федорук, С.К. Турицын.** 124
Компенсация нелинейных искажений в системах с поляризационным мультиплексированием на основе полносвязанных нейронных сетей.
- Е.А. Куприков, А.С. Кохановский, О.С. Сидельников, С.К. Турицын.** 126
Оптическое восстановление телекоммуникационного сигнала с амплитудной модуляцией
- Е.Г. Шапиро, Д.А. Шапиро.** 128
Высокоскоростная многоканальная линия связи с переменной компенсацией дисперсии: подавление нелинейных искажений.
- А.В. Паньков, И.Д. Ватник, Д.В. Чуркин, А.А. Сухоруков.** 130
Оптическая нейронная сеть на основе синтетических фотонных решеток.
- А.В. Паньков, О.С. Сидельников, И.Д. Ватник, А.А. Сухоруков, Д.В. Чуркин.** 132
Эквализация оптического сигнала в дисперсионной оптической линии связи с помощью синтетической фотонной решетки.
- В.А. Андреев, А.В. Бурдин, В.А. Бурдин, М.В. Дашков.** 134
Акустическая диагностика прочности оптических волокон в кабеле.
- А.В. Бурдин, В.А. Бурдин, К.В. Дукельский, О.Е. Наний, Т.О. Базаров, В.В. Демидов, А.Е. Жуков, Д.Д. Старых.** 136
Новый класс многомодовых оптических волокон с диаметром сердцевины 100 мкм для компактных мультигигабитных сетей передачи данных разного назначения.
- С.Л. Семенов, А.Ф. Косолапов.** 138
Термическая стойкость волоконных световодов в специальных покрытиях.
- Д.Р. Харасов, Э.А. Фомиряков, О.Е. Наний, С.П. Никитин, В.Н. Трещиков.** 139
Малогабаритные узкополосные лазеры для распределенных волоконно-оптических датчиков.

- А.А. Вольф, В.А. Симонов, А.В. Достовалов, В.С. Терентьев, О.Н. Егорова, С.Г. Журавлёв, С.Л. Семёнов, С.А. Бабин.** 141
Пространственное уплотнение волоконно-оптических акустических датчиков.
- А.Ю. Ткаченко, Н.Н. Смолянинов, М.И. Скворцов, И.А. Лобач, С.И. Каблуков.** 143
Опрос ВБР датчиков с помощью когерентного оптического частотного рефлектометра на основе волоконного лазера с самосканированием длины волны.
- А.Е. Бударных, И.А. Лобач, С.И. Каблуков, П.Л. Чаповский.** 145
Детектирование ядерных спиновых изомеров молекул воды при помощи самосканирующего тулиевого волоконного лазера.
- М.В. Дашков.** 147
Датчик акустических воздействий на основе маломодовых оптических волокон.
- A. Kuchmizhak, A. Zhizhchenko, S. Makarov.** 149
Direct femtosecond-laser projection lithography on perovskites for advanced nanophotonic applications.
- Д.А. Белоусов, А.В. Достовалов, В.П. Корольков, С.Л. Микерин, К.А. Бронников, С.А. Бабин.** 150
Высокопроизводительная запись ТЛИППС на тонких плёнках Hf астигматическим гауссовым пучком фемтосекундного лазера.
- Ю.Н. Кульчин, А.И. Никитин, Е.П. Субботин.** 152
Лазерная подводная очистка корпусов морских судов.
- Ю.Н. Кульчин, А.И. Никитин, П.А. Никифоров, Д.С. Пивоваров, Д.С. Яцко, В.А. Тимченко.** 154
Лазерное аддитивное производство биорезорбируемых магниевых имплантатов и средства его автоматизации.
- А.К. Федоров.** 157
Квантово-оптические технологии для обработки и передачи информации.
- Т.А. Кочергина, С.С. Алешкина, М. М. Бубнов, М.Е. Лихачев.** 158
Спектрально-селективное подавление фундаментальной моды сердцевинны в световоде с поглощающими стержнями.

- М.М. Худяков, В.В. Алексеев, Д.С. Липатов, А.Н. Гурьянов, В. Темялко, М.М. Бубнов, М.Е. Лихачёв.** Волоконный световод со смещённой сердцевиной для подавления ВРМБ. 160
- А.В. Бурдин, К.В. Дукельский, В.В. Демидов, Е.В. Тер-Нерсесянц.** Микроструктурированные волоконные световоды с наведенной киральностью. 162
- Д.А. Автайкин, Е. В. Борисов, В.А. Великанов, И.В. Галушка, А.В. Кузнечихин, Г.Т. Микаелян, В.А. Панарин, С.Н. Соколов, Т.Д. Токарева.** Лазерный диодный модуль высокой энергетической яркости с волоконно-оптическим выводом ЛМД-50. 164
- В.А. Разуков, Л.А. Мельников.** Моделирование пространственно-временной динамики двухволнового кольцевого волоконного нелинейного микрорезонатора. 166
- В.П. Корольков, А.Г. Седухин, Р.К. Насыров, Р.В. Шиманский, В.Н. Хомутов, А.Е. Качкин, А.Е. Маточкин.** Возможности современной лазерной литографии для синтеза микро- и наноструктурированных планарных оптических элементов. 168
- В.П. Корольков, Р.И. Куц, А.И. Малышев, А.Е. Маточкин, Д.А. Белоусов.** Формирование дифракционных структур на пленках циркония с помощью лазерной записи и реактивного ионного травления. 170
- В.А. Симонов, В.С. Терентьев.** Модовый интерферометр Маха-Цандера на основе утоньшенного волокна для измерения показателя преломления жидкости. 173
- А.И. Трикшев, В.А. Камынин, В.Б. Цветков, В.В. Букин, Т.В. Долматов, Б.Д. Овчаренко.** Гибридный источник наносекундных импульсов произвольной формы с энергией до 50 мДж. 175
- О.В. Штырина., И.А. Яруткина, А.С. Скидин, М.П. Федорук.** Теоретический анализ периодического усиления сигнала в волоконных лазерах. 177
- А.С. Скидин, О.С. Сидельников, М.П. Федорук.** Теоретический анализ качества передачи сигнала в волоконно-оптических линиях связи. 179

- Е.С. Зайцева, А.В. Бурдин, В.А. Бурдин.** Применение принципов МІМО для обнаружения неотражающих событий на рефлектограммах оптических волокон кабельных линий. 181
- А.В. Иваненко, Б.Н. Нюшков, С.В. Смирнов, Д.Б. Луценко, М.Г. Дятлов, С.М. Кобцев.** Управление длительностью суб-импульсной структуры двухмасштабных импульсов. 183
- К.В. Серебренников, И.В. Петенев, А.Ю. Кохановский.** Исследование температурного влияния на режим синхронизации мод волоконного резонатора методом дисперсионного Фурье преобразования. 185
- И.А. Лобач, С.И. Каблуков, Е.В. Подвиллов.** Аналитическая модель генерации волоконного лазера в режиме одночастотного самосканирования. 187
- А.М. Воликова, Н.Н. Смолянинов, И.А. Лобач, С.И. Каблуков.** Дальномер на основе иттербиевого волоконного лазера с самосканированием длины волны. 189
- А.Е. Бударных, И.А. Лобач, С.И. Каблуков.** Режимы самосканирования в тулиевом волоконном самосканирующем лазере. 191
- А.А. Антропов, В.Д. Ефремов, Е.А. Евменова, Д.С. Харенко.** Моделирование волоконного оптического параметрического генератора для КАРС. 193
- И.О. Золотовский, Р.В. Гуменюк, П.А. Игрин, Д.А. Коробко, М.А. Одноблюдов, А.Б. Петров, В.А. Рибенек, Д.А. Столяров.** Кольцевой волоконный лазер с гибридной гармонической синхронизацией мод и частотой следования импульсов до 12 ГГц. 195
- И.С. Чеховской, О.В. Штырина, М.П. Федорук.** Нелинейное сложение оптических импульсов с помощью скрученных многосердцевинных световодов. 197
- Е.В. Седов, И.С. Чеховской.** Применение нейронных сетей для нахождения дискретного спектра прямой задачи Захарова-Шабата. 199
- В.Д. Ефремов, А.А. Антропов, Д.С. Харенко.** Подавление пьедестала сверхкоротких импульсов при помощи нелинейного усиливающего петлевого зеркала. 201

- Д.В. Кудашкин, И.Д. Ватник, Д.В. Чуркин.** Динамика мод шепчущей галереи на поверхности оптического волокна вблизи его торца. 203
- В.С. Терентьев, А.В. Достовалов, А.Н. Серьезнов, А.Б. Кузнецов, В.А. Симонов, А.А. Вольф, М.И. Скворцов, С.А. Бабин.** Регистрация сигналов акустической эмиссии в композитных материалах волоконно-оптическими датчиками на основе ФС-лазерной записи. 205
- С.Л. Микерин, В.Д. Угожаев.** Двухлучевой интерферометр на основе кварцевого светоделительного блока с неподвижным фотоприемником и имитацией вращательной перестройки. 207
- М.В. Понарина, А.Г. Охримчук, П.А. Образцов.** Переключение между одно- и двухволновой генерацией в волноводном Nd:YAG лазере с пассивной синхронизацией мод. 209
- Д.Е. Прапорщиков, К.А. Волков, А.В. Бурдин, В.А. Бурдин.** Коэффициенты межмодовой связи изогнутого маломодового оптического волокна. 211
- И.О. Золотовский, С.Г. Моисеев, А.С. Кадочкин, Ю.С. Дадоев, Ф.Ф.Л. Бентивенья.** Генерация поверхностных плазмон-поляритонов в углеродной нанотрубке с токовой накачкой. 213
- С.А. Бычкова.** Интерферометрическое исследование сверхзвуковой газовой мишени для лазерного ускорения электронов. 216
- А.Е. Вережкин.** Расчет плазмонного резонанса в квазистатическом приближении. 218
- С.А. Глухова.** Моделирование рассеяния бесселевых пучков малыми частицами с помощью метода дискретных диполей. 219
- К.Г. Инжеваткин.** Развитие приближения Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна для ускорения метода дискретных диполей. 221
- А.А. Кичигин.** Моделирование спектроскопии характеристических потерь энергии электронами и катодолюминесценции методом дискретных диполей. 222
- Д.В. Коваленко, М.Ю. Басалаев, В.И. Юдин, А.В. Тайченачев.** Резонансы электромагнитно-индуцированной прозрачности и абсорбции в двухчастотном эллиптически поляризованном световом поле. 224

- В.Д. Кукотенко, Ю.Ю. Чопорова, Н.Д. Осинцева, Р.Х. Жукавин, К.А. Ковалевский, Б.А. Князев.** Терагерцовая система «накачка-зондирование» на Новосибирском ЛСЭ для измерения временной динамики релаксации в примесном полупроводнике. 226
- Ю.Ю. Чопорова, Н.Д. Осинцева, В.С. Павельев, К.Н. Тукмаков, Б.А. Князев.** Генерация закрученных и векторных пучков в терагерцовом диапазоне. 228
- А.К. Туснин, Л.Л. Фрумин, Д.А. Шапиро.** Изучение влияния граничных эффектов на плазмонную силу между металлическими пластинами. 230
- А.А. Филонов, Н.А. Коляда, В.С. Пивцов.** Исследование шумов фемтосекундного волоконного эрбиевого лазера для оптимизации характеристик фемтосекундного синтезатора частот на его основе. 232
- Д.В. Шамаева, К.А. Окотруб, Н.В. Суровцев.** Исследование методом комбинационного рассеяния света влияния гидратации и состава смеси DOPC\DRPC\Chol на формирование микроскопических доменов. 234



МЕЖДУНАРОДНЫЙ СЕМИНАР
ПО ВОЛОКОННЫМ ЛАЗЕРАМ

2020

